Boris Belin

UVOD U TEORIJU ELEKTRIČNIH SKLOPNIH APARATA

ŠKOLSKA KNJIGA - ZAGREB

Urednik
dr. ŽELJKO MATUTINOVIĆ

Lektor
IVAN HORVAT

Crteži
LADISLAV KOVAČIĆ
MILJENKO JURJEVIĆ

Odobrio odbor za izdavačku djelatnost Sveučilišta u Zagrebu rješenjem br. 02-1307/3-1977.

Tisak: Grafički zavod Hrvatske, Zagreb

BORIS BELIN, dipl. inž.
izvanredni profesor Elektrotehničkog fakulteta u Zagrebu

UVOD U TEORIJU ELEKTRIČNIH SKLOPNIH APARATA

ŠKOLSKA KNJIGA
ZAGREB 1978

SADRŽAJ

PREDGOVOR 7

1. UVOD 9

2. **TEORIJA ELEKTRIČNIH KONTAKATA** 13
21. Fizikalne osnove 13
22. Proračun kontaktnog otpora 16
23. Odskakivanje kontakata 23
24. Kontaktni materijali 25
241. Opće napomene 25
242. Vrste kontaktnih materijala 27
242.1. *Čisti metali* 27
242.11. *Visoko vodljivi metali* 28
242.12. *Kemijski otporni metali* 28
242.13. *Teško taljivi metali* 28
242.14. *Osrednji metali* 29
242.2. *Legure* 29
242.21. Visoko vodljive legure 29
242.22. Kemijski otporne legure 29
242.3. Sinterovane kombinacije 30
243. Prijenos materijala među kontaktima za istosmjernu struju 32
243.1. *Mosni prijenos* 32
243.2. *Prijenos zbog kratkog luka* 33
243.3. *Prijenos zbog plazmatskog luka* 34
243.4. Uloga pojedinih vrsta prijenosa u procesu sklapanja 34

3. **TERMIČKA NAPREZANJA** 37
31. Utjecaj kontakata na zagrijanje vodiča 38
32. Zagrijavanje i hlađenje dugih homogenih vodiča konstantnog presjeka 43
33. Zagrijavanje u intermitiranom pogonu 45
34. Zagrijavanje homogenih vodiča u kratkom spoju 48
35. Naprezanje kontakata u kratkom spoju i normalnom pogonu 49
36. Praktična izvedba i termička kontrola provodnih kontakata 51
37. Zagrijavanje kontakata zbog električnog luka 54

4. **NAPREZANJE IZOLACIJE** 57
41. Mehanizam proboja i preskoka u izolatorima 57
42. Preskok u zraku 59
43. Klizni preskok u zraku 66
44. Proboj u tekućim i krutim izolatorima 68
45. Koordinacija izolacije i osvrt na propise 69

5. **ELEKTRODINAMIČKA NAPREZANJA** 77
51. Radijalne sile kružnog zavoja 80
52. Privlačenje između ravnog vodiča i željezne stijene 81
53. Djelovanje elektrodinamičkih sila na nož rastavljača 82
54. Odbojne sile među kontaktima 85

6. **ELEKTRIČNI LUK I PRELAZNE POJAVE U PROCESIMA SKLAPANJA** 93
61. Impedancije i zakoni ravnoteže u strujnom krugu 93
62. Osnove teorije električnog luka 99
621. Vrste izbijanja koje prethode luku 100
622. Procesi ionizacije i vođenja struje u plinovima 100

PREDGOVOR REDAKTORA

Osjećajući veliko poštovanje i pietet prema autoru ove knjige preuzeli smo obavezu, smatrajući je svojom dužnošću, da pripremimo njegovu knjigu za tisak i tako pridonesemo njezinu izdavanju.

Autor je ostavio potpuno dovršen rukopis gotovo svih poglavlja. U želji da knjiga izađe s kompletnim sadržajem, kako ga je zamislio autor, napisali smo ova poglavlja: 652.4. Isklapanje neopterećenih kabela, 652.5. Sklapanje kondenzatorskih baterija (V. Jurjević), 652.7. Sklapanje dvaju sistema izvan sinhronizma, Opozicija faza, 652.8. Prenaponi pri uklapanju dalekovoda, 652.9. Prekidanje evolutivnih kvarova (D. Hohsinger), kojih nije bilo u rukopisu.

Tekst autora nismo nigdje mijenjali, osim u nekoliko stručnih termina i podataka koje smo uskladili s najnovijim standardima, ili su općenito drugačije prihvaćeni u najnovijoj stručnoj literaturi i praksi.

Na nekoliko mjesta u knjizi nalaze se stare jedinice tehničkog sustava (npr. kp, kp/cm^2), koje nismo mijenjali zato što smo rukopis recenzirali prije izlaska Zakona o primjeni Međunarodnog sustava mjernih jedinica (SI-sustava). Inače je u knjizi uglavnom primijenjen SI-sustav, a preračunavanje nekih jedinica iz tehničkog u SI-sustav lako će obaviti i sam čitatelj.

U Zagrebu, listopada 1977.

D. Hohsinger
V. Jurjević

Električni sklopni aparati su uređaji za uspostavljanje, održavanje i prekidanje kontinuiteta ili diskontinuiteta strujnih krugova. Vršeći tu funkciju, koja obuhvaća uklapanje i isklapanje, pokretanje i regulaciju, zaštitu i kontrolu, sklopni aparati upravljaju radom uređaja za proizvodnju, transformaciju, konverziju, prijenos i potrošnju električne energije. Njihovo se djelovanje, označeno zajedničkim izrazom »sklapanje«, svodi u krajnjoj liniji na promjenu vlastite impedancije i dielektrične čvrstoće, što se postiže otvaranjem i zatvaranjem kontakata u sklopkama i relejima, pregaranjem rastalnica u osiguračima, probojem i gašenjem iskrišta i reagiranjem nelinearnih otpora u odvodnicima prenapona, stepenastim uključivanjem otpornika i prigušnica u regulatorima, kontinualnim uronjavanjem elektroda ili promjenom vodostaja u tekućinskim pokretačima, promjenom magnetskog zasićenja u transduktorima, ventilnim djelovanjem poluvodičkih elemenata u statičkim aparatima.

Tako definirano područje sklopnih aparata sadrži veoma raznovrsne proizvode. Njihova se klasifikacija može provesti prema različitim kriterijima. Jedan od primjera osnovne *podjele prema funkciji* i namjeni sadrži ove najvažnije grupe:

1. rastavljači,
2. sklopke,
3. prekidači,
4. pokretači,
5. regulatori,
6. osigurači,
7. odvodnici prenapona,
8. releji,
9. pribor,
10. sklopni blokovi.

1. *Rastavljači* imaju osnovni zadatak da u otvorenom položaju stvaraju tzv. rastavni razmak koji zajamčuje sigurnost osoblja i postrojenja. Služe za otvaranje i zatvaranje strujnih krugova u praznom hodu. Mogu uklapati i prekidati zanemarivo male struje (npr. struje naponskih mjernih transformatora, kapacitivne struje neopterećenih kratkih kabela i sl.), a i veće struje, ako pri tome ne nastaje znatna promjena napona među njihovim kontaktima. Rastavljači mogu trajno voditi struju normalnog pogona, a trenutno podnose i struje kratkog spoja.

2. *Sklopke* služe za uklapanje, trajno vođenje i prekidanje struja normalnog pogona i mogućih preopterećenja, a trenutno mogu voditi i struje kratkog spoja. Neke izvedbe mogu uklapati (ali ne mogu prekidati) i struje kratkog spoja. Sklopke koje u otvorenom položaju ostvaruju još i propisan rastavni razmak nazivaju se *rastavnim sklopkama.*

S obzirom na sposobnost vođenja, uklapanja i prekidanja struje u tu se grupu mogu još ubrojiti i sklopnici i motorske sklopke, iako se oni često smatraju posebnim grupama.

Sklopnici su aparati koji imaju samo jedan položaj mirovanja, a ne pokreću se ljudskom snagom. Položaj mirovanja (npr. otvoreni) je položaj u koji se automatski vraćaju pomični kontakti kad se pogonski mehanizam sklopnika (obično elektromagnet) ne napaja energijom. Sklopnici mogu uklapati, voditi i prekidati struje normalnog pogona i pogonskih preopterećenja, a općenito su predviđeni za veliku učestalost rada (do 3000 sklapanja na sat).

Motorske sklopke služe za upravljanje elektromotorima, te su im karakteristike prilagođene strujama zaleta, koje se kreću približno do 12-strukog iznosa nazivne struje.

3. *Prekidači* imaju, za razliku od sklopki, još i sposobnost, uklapanja, kratkotrajnog vođenja i prekidanja struje kratkog spoja. Ako u otvorenom položaju ostvaruju propisan rastavni razmak, nazivaju se *rastavnim prekidačima.*

4. *Pokretači* služe za pokretanje motora ili puštanje u pogon drugih potrošača te omogućuju da pri tome određene pogonske veličine (struja, moment vrtnje) ostanu u propisanim granicama.

5. *Regulatori* omogućuju da se neka pogonska veličina (struja, napon, brzina, snaga, temperatura itd.) održava na približno konstantnoj vrijednosti, ili da se mijenja po određenom zakonu.

6. *Osigurači* su aparati koji taljenjem specijalno dimenzioniranih elemenata (rastalnica) automatski prekidaju strujni krug kada struja prekorači zadanu vrijednost u određenom trajanju.

7. *Odvodnici prenapona* služe za zaštitu električnih postrojenja od prenapona, a priključuju se redovito između električnih vodova i zemlje. Oni ograničuju visinu udarnih prenapona, ali i amplitudu i trajanje popratne struje (koju mreža šalje kroz odvodnik nakon prestanka odvodne struje) da bi se spriječilo automatsko isklapanje prekidača ili taljenje osigurača.

8. *Releji* su aparati koji mjere neku pogonsku veličinu (napon, struju, tlak, temperaturu itd.) te pri određenoj njezinoj vrijednosti automatski otvaraju ili zatvaraju svoje kontakte. Time redovito prenose upravljački impuls nekom drugom sklopnom aparatu, npr. elektromagnetu sklopnika.

Sličnu funkciju vrše *okidači*, koji nisu posebni aparati, već sastavni dijelovi automatskih sklopki i prekidača. Oni pod utjecajem kontrolirane pogonske veličine (napona, struje) mehanički oslobađaju zaporne organe spomenutih aparata i time izazivaju njihovo otvaranje ili zatvaranje.

9. *Pribor* obuhvaća raznovrsne potporne i provodne izolatore, kabelske uvodnice, otpornike, prigušnice, kondenzatore, mjerne i signalne uređaje, stezaljke, ventile itd. koji se ugrađuju u aparate i njihove sklopove.

10. *Sklopni blokovi* su kompleksni uređaji sastavljeni od različitih sklopnih aparata i pribora, zajedno s odgovarajućim kućištima, postoljima i unutrašnjim spojevima (npr. komandni pultovi, razvodni ormari i sl.).

Prikazana podjela prema namjeni samo je jedna od mogućnosti da se pobliže definira područje sklopnih aparata i da se mnogobrojne vrste i izvedbe grupiraju po određenim bitnim svojstvima. Zato je ni u kojem slučaju ne treba smatrati nekom općenito prihvaćenom shemom ili standardnom klasifikacijom.

Umjesto prema namjeni, često se osnovna podjela aparata vrši *prema nazivnom naponu* U_n, na primjer:

– niskonaponski aparati . . . . . $U_n \leq \begin{cases} 1\text{ kV} \sim \\ 1{,}2\text{ kV} =, \end{cases}$

– visokonaponski aparati . . . . . $U_n > \begin{cases} 1\text{ kV} \sim \\ 1{,}2\text{ kV} =. \end{cases}$

Potreba za primjenom sve viših napona u prijenosnim sistemima dovela je do toga da su umjesto jedne grupe visokonaponskih aparata danas često spominju tri:

– za srednje napone . . . . . od 3 do 35 kV,
– za visoke napone . . . . . više od 35 do 400 kV,
– za vrlo visoke napone . . . . . više od 400 kV.

Moguća je i klasifikacija *prema vrsti struje* (za istosmjernu i izmjeničnu struju), *prema mjestu primjene* (za kućne instalacije, za razvodne mreže, za industriju, za vuču, za rudnike, za brodarstvo), *prema vrsti mehaničke zaštite* (otvoreni, zatvoreni, eksploziono zaštićeni aparati) itd.

Svi aparati s pokretnim organima mogu se podijeliti na *automatske i neautomatske*, već prema tome ovisi li im djelovanje o režimu strujnoga kruga ili samo o volji posluge. Sklopke i prekidači mogu se podijeliti *prema načinu gašenja luka* (zračni, uljni, pneumatski, vakuumski itd.), *prema brzini prekidanja* (obični i brzi), *prema konstruktivnoj izvedbi* (polužne, valjkaste, paketne, grebenaste sklopke itd.). Releji se dijele *prema vrsti mjernih mehanizama* (elektromagnetski, indukcijski, bimetalni), *prema pogonskoj veličini* na koju reagiraju (nadstrujni, podnaponski, diferencijalni, tlačni) itd.

Već se iz tog kratkog pregleda nazire značaj električnih aparata za tehničku praksu. S uvođenjem automatizacije njihova se primjena neprestano proširuje. Sve stroži uvjeti s obzirom na sigurnost i ekonomičnost tehničkih postrojenja postavlja istodobno sve veće zahtjeve na kvalitetu električnih aparata: njihovu pouzdanost i trajnost, dimenzije i cijenu. Zato je razumljivo da se i na tom području tehnike sve više pažnje poklanja proučavanju novih fizikalnih principa, pronalaženju optimalnih konstruktivnih rješenja i primjeni suvremenih tehnoloških postupaka i materijala.

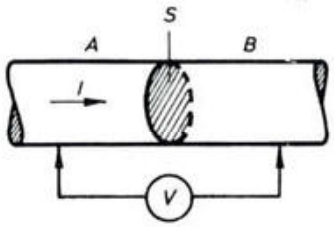
2. TEORIJA ELEKTRIČNIH KONTAKATA

21. FIZIKALNE OSNOVE

Fizikalne pojave u električnim kontaktima počele su se dublje proučavati tek u novije vrijeme. Na tom su području naročito važni radovi fizičara R. Holma [2].

Ispitivanje mikrostrukture materijala na mjestu dodira pokazuje da se kontakti nikad ne dodiruju na čitavoj dosjednoj površini, nego, zbog neravnosti materijala, samo u nekoliko istaknutih točaka. Ti se izdanci već pri malim pritiscima naprežu preko granice elasticiteta te se plastično deformiraju. Na taj način raste s pritiskom i kontaktna ploha pojedinog izdanka i broj izdanaka koji se dodiruju. Razumljivo je, dakle, da se s povećanjem pritiska smanjuje otpor kontakta.

Dugo se vremena smatralo da je sav kontaktni otpor koncentriran u graničnim plohama na mjestu prijelaza struje, na što upućuje i uobičajeni naziv »*prijelazni otpor*«. Takvo se tumačenje može fizikalno opravdati samo kad su dodirne plohe prevučene slojem loše vodljiva materijala određene debljine, jer nosilac otpora mora imati makar i malenu dimenziju u smjeru širenja struje. Točnija su mjerenja, međutim, pokazala da se kontaktni otpor pojavljuje i među dijelovima s metalno čistim dodirnim površinama.

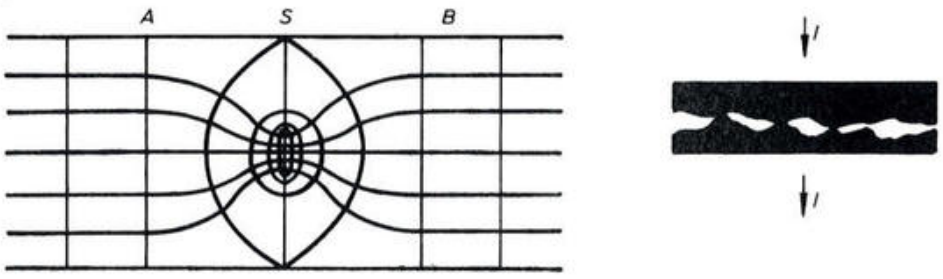


Sl. 201. Povećanje otpora na sastavu homogenih vodiča

Uzmimo za pokus dva cilindra A i B, kako je prikazano na slici 201, s čistim i praktički ravnim čeonim plohama S te ih u vakuumu sastavimo pod određenim pritiskom. Mjerenje pada napona zbog prolaza struje I pokazuje da je otpor takve kombinacije veći nego što je otpor homogenog cilindra jednake duljine.

Fizikalno tumačenje te pojave vidimo na slici 202. Budući da se kontaktne plohe dodiruju samo na nekoliko mjesta, strujnice skreću prema tim uskim prolazima. Zbog toga se struja mjestimično koncentrira na mnogo manji presjek vodiča, što se očituje kao povećanje otpora. (Jednake posljedice izaziva potiskivanje strujnica pri skin-efektu.)

Pretpostavimo radi jednostavnosti da se cilindrični kontakti A i B galvanski dodiruju samo na malom dijelu u sredini prividne kontaktne plohe. Ucrtane strujnice i ekvipotencijalne plohe pokazuju da se otpor povećava u određenom volumenu kontaktnog materijala s obje strane dodirne plohe.



Sl. 202. Koncentracija strujnica i mikrostruktura dodirne plohe

Opisano povećanje otpora zbog provlačenja strujnica kroz nekoliko uskih dodirnih mjesta samo je jedan dio kontaktnog otpora, koji možemo nazvati *provlačnim otporom* R_p. Analogno ćemo neposrednu okolinu dodirnih mjesta, u kojoj se zapaža deformacija strujnica, zvati *provlačnim područjem.*

Drugi dio kontaktnog otpora uzrokuju strani slojevi koji se stvaraju na kontaktnim plohama. Poznato je da se metalni dijelovi koji su izloženi kemijskom utjecaju atmosfere s vremenom prevlače slabo vodljivim slojevima (oksidima, sulfidima itd.), koji to više otežavaju prolaz struje što su deblji. Treba, međutim, spomenuti da se i na svježe očišćenim metalnim površinama u zraku uvijek nalaze vrlo tanki jednomolekularni slojevi kisika ili vodika koji su debeli oko $2{,}5\ \text{Å} = 2{,}5 \cdot 10^{-10}$ m. Njihova je veza s kontaktnom plohom jača od međusobne veze metalnih atoma, stoga se mogu odstraniti samo dugotrajnim žarenjem u vakuumu. Jednomolekularni slojevi nastaju i od sredstava za podmazivanje. Trajno zatvoreni kontakti toliko istisnu mazivo da im na površini ostane samo nevidljivi sloj, koji ih ipak štiti od trenja i trošenja. Strani slojevi postaju vidljivi tek ako su debeli oko $100\ \text{Å} = 10^{-8}$ m. Dio kontaktnog otpora koji potječe od stranih slojeva nazivamo *slojnim otporom* R_s.

Dakle, ukupan se kontaktni otpor sastoji od jedne provlačne komponente i jedne slojne prema formuli

$$R_k = R_p + R_s. \tag{2001}$$

Mehanizam prolaza struje kroz strane slojeve veoma je složen i zavisi od toga radi li se o jednomolekularnim ili debljim slojevima (*mikroslojevima* ili *makroslojevima*).

Kontakte s jednomolekularnim slojevima nazivamo *kvazimetalnima* jer se utjecaj takvih slojeva u tehnici jake struje može praktički zanemariti. Činjenicu da struja kroz takve slojeve prolazi gotovo bez ikakve smetnje nazivamo *tunelskim efektom.* Taj se efekt osniva na zakonima valne mehanike, prema kojima se elektroni vodiča s velikom vjerojatnošću probijaju između molekula vrlo tankih slojeva.

Vjerojatnost nesmetana prolaza elektrona kroz strane slojeve opada vrlo naglo s porastom njihove debljine, te već treći sloj molekula povećava slojni otpor oko 100 puta. Zato je za ispravan rad električnih aparata nužno da im kontakti u pogonu postignu kvazimetalni dodir. To se redovito postiže *me-*

haničkim razdvajanjem makroslojeva. Ono u podiznih kontakata nastaje zbog pritiska koji uzrokuje plastične deformacije metala i kidanje stranih slojeva. Njihove se pukotine ispune metalom i time omogućuju kvazimetalni dodir. Pri kliznim se kontaktima takav dodir postiže mjestimičnim skidanjem površinskih slojeva zbog trenja. Za podizne kontakte izlazi iz tog tumačenja da točkasti kontakti imaju prednost pred plošnima, jer će ista kontaktna sila na njihovoj manjoj dodirnoj plohi proizvesti veći specifični pritisak, a time i veću plastičnu deformaciju. Iskustvo pokazuje da je za postizanje jednake stvarne dodirne plohe pomoću plastične deformacije za praktički ravne plošne kontakte potrebna 3 – 10 puta veća sila nego za točkaste. Burstyn [4] je upozorio da kod tanjih slojeva i same elektrostatske privlačne sile među kontaktima mogu prouzročiti dovoljan pritisak za njihovo mehaničko razaranje. On za ilustraciju navodi podatak da već pri naponu od 50 V među kontaktima nastaje specifični pritisak od 60 kp/mm^2 ako je svaki kontakt prekriven slojem debljine 30 A i relativne dielektrične konstante $\varepsilon_r = 2$.

Taj se podatak može provjeriti jednostavnim računom. Metalne kontaktne plohe predočuju pločasti kondenzator u kojem vlada električno polje E. Svaka elektroda proizvodi polovicu tog polja $E/2$ te privlači naboj druge elektrode Q silom

$$F = Q \cdot \frac{E}{2} = DS \cdot \frac{E}{2} = \frac{\varepsilon S}{2} E^2 = \frac{\varepsilon S}{2} \left(\frac{U}{d}\right)^2.$$

Pri tome je

$D = \varepsilon E$ – dielektrični pomak,
ε – apsolutna dielektrična konstanta slojeva,
S – površina ploče,
d – razmak ploča,
U – napon kondenzatora.

Kako je $\varepsilon = \varepsilon_r \cdot \varepsilon_0$, gdje je

$$\varepsilon_0 = 8{,}854 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}} \text{ (za vakuum)},$$

izlazi sila po jedinici plohe

$$\frac{F}{S} = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0}{2} \cdot \left(\frac{U}{d}\right)^2.$$

U navedenom primjeru je

$$\varepsilon_r = 2, \quad U = 50 \text{ V}, \quad d = 2 \cdot 30 \text{ Å} = 60 \cdot 10^{-10} \text{ m},$$

te se dobiva

$$\frac{F}{S} = 6{,}2 \cdot 10^8 \frac{\text{N}}{\text{m}^2} = 63 \frac{\text{kp}}{\text{mm}^2}.$$

Ako se zbog loše konstruktivne izvedbe kontaktnog sistema ne uspostavi kvazimetalni dodir mehaničkim putem, doći će nakon zatvaranja kontakata do *električnog razaranja* makroslojeva na principu neke vrste termičkog proboja

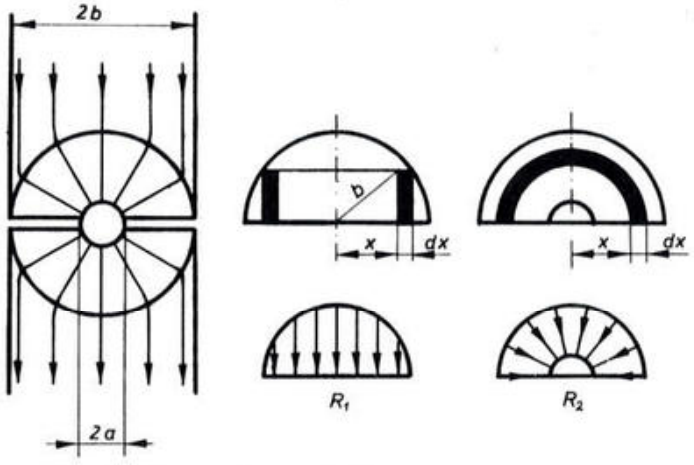
(makroslojni proboj). Kako su ti slojevi praktički izolatori, prolazi kroz njih pod utjecajem električnog polja isprva vrlo slaba struja. Na nekom mjestu najmanjeg otpora bit će gustoća struje najveća. Ona uzrokuje lokalno zagrijavanje koje na tome mjestu povećava vodljivost sloja, a time i gustoću struje. To se uzajamno djelovanje neprestano pojačava, dok se pri nekoj određenoj jakosti električnog polja ($10^8 - 10^9$ V/m) na kritičnom mjestu ne stvori nevidljivi most od rastaljenoga kontaktnog metala. Taj se most proširuje u radijalnom smjeru dok se napon među kontaktima ne smanji na konačnu vrijednost oko 0,5 V. Temperatura kritičnog mjesta snizuje se pri tome nešto ispod tališta metala. Jasno je da i povremeno nastajanje tako visokih temperatura štetno djeluje na kontakte.

Mehanizam vođenja struje kroz strane slojeve još nije dovoljno istražen. Spomenimo da ima i takvih tumačenja [4] koja ga svode na pojave elektrolize.

Da bi se bolje uočilo praktično značenje opisanih fizikalnih principa, pokazat ćemo u nastavku kako se oni mogu izraziti kvantitativno.

22. PRORAČUN KONTAKTNOG OTPORA

Vratimo se prvo pitanju *provlačnog otpora* R_p, koji ćemo podvrgnuti računskoj analizi na primjeru slike 203. Ona predočuje dva cilindrična kontakta promjera $2b$ i specifičnog otpora ϱ. Kad bi se kontakti dodirivali cijelom čeonom plohom, strujnice bi prolazile jednoliko gusto i okomito na dodirnu plohu. Ako vodiče odvojimo vrlo uskim rasporom te među njih simetrično usadimo kuglicu promjera $2a$ i zanemarivo malog specifičnog otpora, skrenut će strujnice radijalno prema kuglici. Time nastaje provlačno područje, koje smo na slici 203. she-



Sl. 203. Proračun provlačnog otpora

matski ograničili kuglastom plohom promjera $2b$. Radi jednostavnijeg računa pretpostavimo takav smjer strujnica da obje sferne površine budu nivo-plohe. Ujedno ćemo zanemariti onaj dio promjene otpora koji potječe od deformacije strujnica izvan označenoga provlačnog područja. Prema tome ćemo provlačnim otporom R_p smatrati povećanje otpora unutar kugle radija b. Ako otpor svake njezine polukugle u slučaju homogenog aksijalnog strujanja označimo sa R_1, a u slučaju radijalnog strujanja sa R_2, tada je

$$R_p = 2(R_2 - R_1). \tag{2002}$$

Infinitezimalni dio otpora radijalnog strujanja, sadržan u ljusci polukugle radija x i debljine $\mathrm{d}x$, određuje relacija

$$\mathrm{d}R_2 = \varrho \cdot \frac{\mathrm{d}x}{2x^2\pi}.$$

Prema tome je

$$R_2 = \frac{\varrho}{2\pi}\int_a^b -\frac{\mathrm{d}x}{x^2} = \frac{\varrho}{2\pi}\left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b}\right). \tag{2003}$$

Infinitezimalni dio otpora aksijalnog strujanja sadržan je u cilindričnom plaštu radija x, debljine $\mathrm{d}x$ i visine $\sqrt{b^2 - x^2}$. Njegov je iznos prema tome

$$\mathrm{d}R_1 = \varrho \cdot \frac{\sqrt{b^2 - x^2}}{2\pi x \cdot \mathrm{d}x}.$$

Kako su svi elementarni otpori $\mathrm{d}R_1$ međusobno paralelno spojeni, treba zbrojiti vodljivosti $1/\mathrm{d}R_1$:

$$\frac{1}{R_1} = \int_{x=0}^{b} \frac{1}{\mathrm{d}R_1} = \frac{2\pi}{\varrho}\int_0^b \frac{x\,\mathrm{d}x}{\sqrt{b^2 - x^2}} = \frac{2\pi}{\varrho} \cdot \left| -\sqrt{b^2 - x^2} \right|_0^b = \frac{2\pi b}{\varrho}.$$

Prema tome je

$$R_1 = \frac{\varrho}{2\pi} \cdot \frac{1}{b}. \tag{2004}$$

Na osnovi relacije (2002) slijedi

$$R_p = \frac{\varrho}{\pi}\left(\frac{1}{a} - \frac{2}{b}\right),$$

ali kako je $b \gg a$, dobivamo konačno

$$R_p = \frac{\varrho}{\pi \cdot a}. \tag{2005}$$

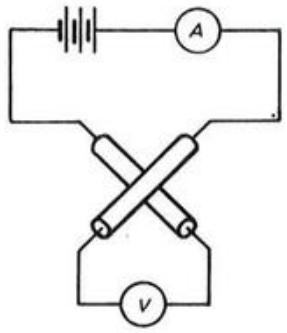
Pretpostavimo li umjesto kuglice radija a kao dodirno mjesto ravnu kružnu plohu jednakog polumjera, dobivamo prema Holmu [2, str. 17] nešto povećani provlačni otpor

$$R_p = \frac{\varrho}{2a}. \tag{2006}$$

Ako je svaki kontakt od drugog materijala, specifičnog otpora ϱ_1 i ϱ_2, treba u relacije (2005) i (2006) uvrstiti njihovu srednju vrijednost

$$\varrho = \frac{\varrho_1 + \varrho_2}{2}. \tag{2007}$$

Formula (2006) bila je s točnošću od 1,5% eksperimentalno provjerena mjernim uređajem prema slici 204. Kao kontakti služila su dva ukrštena cilindrična štapa međusobno pritisnuta određenom silom. Među njima se plastičnom deformacijom stvara kružna dodirna ploha.



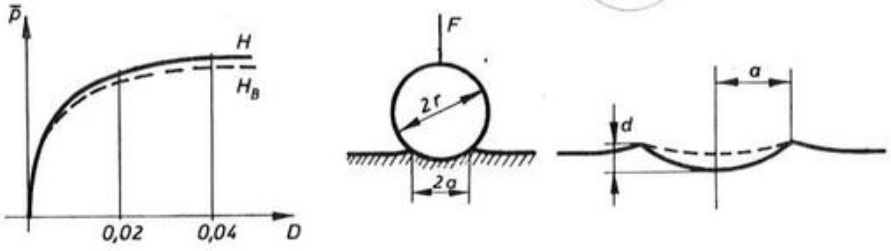
Sl. 204. Mjerenje provlačnog otpora prema formuli (2006)

Veličina dodirnog mjesta dobivenog plastičnom deformacijom ovisi o kontaktnom pritisku F i tvrdoći materijala H. Iz relacije za tvrdoću kontakta, s oznakama prema slici 205,

$$H = \frac{F}{a^2 \pi}$$

izlazi

$$a = \sqrt{\frac{F}{\pi H}}. \tag{2008}$$



Sl. 205. Određivanje tvrdoće kontaktnog materijala

Ako uvrstimo tu vrijednost u jednadžbu (2006), dobivamo konačno

$$R_p = \frac{\varrho}{2} \cdot \sqrt{\frac{\pi H}{F}}. \tag{2009}$$

Pri tome je

Ako su kontakti A i B od različita materijala, treba za ϱ opet uvrstiti srednju vrijednost prema (2007), a za H tvrdoću *mekšeg* materijala.

S povećanjem pritiska dolazi u početku do elastične deformacije kontakta. Pri tome tlak nije jednak u svim točkama dodirne plohe. Najveća mu je vrijednost [2, str. 34] u središtu plohe:

$$p_{max} = 1{,}5 \cdot \frac{F}{a^2\pi}.$$

Kada p_{max} dosegne određenu granicu, tlak više ne može rasti jer dolazi do plastične deformacije. Srednji se tlak

$$\bar{p} = \frac{F}{a^2\pi} \tag{2010}$$

mijenja s porastom deformacije prema dijagramu na slici 205. Na apscisi je označena tzv. specifična dubina deformacije

$$D = \frac{d}{r},$$

gdje je d apsolutno udubljenje, a r radij čelične kuglice. Isprekidana crta u desnom dijelu slike pokazuje trajnu deformaciju, a puna najveću dubinu u toku mjerenja. Iz dijagrama se vidi da za iznose $D > 0{,}02$ krivulja $\bar{p}$ zadržava približno konstantnu vrijednost. Zato Holm [2, str. 412] definira tvrdoću kontakta relacijom

$$H = \bar{p} = \frac{F}{a^2\pi} \text{ za } D > 0{,}02. \tag{2011}$$

Tako definirana tvrdoća samo je neznatno veća od Brinellove tvrdoće

$$H_B = \frac{F}{2r\pi\left(r - \sqrt{r^2 - a^2}\right)},$$

koja umjesto kružne plohe $a^2\Pi$ uzima u obzir sfernu površinu udubine. Tvrdoća H_B predočena je u dijagramu nešto nižom isprekidanom crtom.

Kako je $d \approx a^2/2r$, slijedi

$$D = 0{,}5\left(\frac{a}{r}\right)^2.$$

To znači da se D može odrediti mjerenjem promjera $2a$ trajne deformacije, što je za praksu jednostavnije od mjerenja dubine d.

Zbog nejednake gustoće struje u provlačnom području bit će ugrijavanje, a time i porast specifičnog otpora, najveći u dodirnoj točki. Zato treba za iznos specifičnog otpora u jednadžbi (2009) uvrstiti neku prosječnu vrijednost

$$\varrho \doteq \varrho_0\left(1 + \frac{2}{3} \cdot \bar{\alpha} \cdot \Delta\vartheta_m\right), \tag{2012}$$

gdje je ϱ_0 specifični otpor hladnoga kontakta, $\bar{\alpha}$ njegov temperaturni koeficijent otpora, a $\Delta\vartheta_m$ nadtemperatura najtoplijeg mjesta. U jednadžbi (2012) računa se, dakle, s nekim srednjim ugrijavanjem kontakta za iznos

$$\Delta\vartheta \approx \frac{2}{3}\Delta\vartheta_m.$$

Vrijednost $\Delta\vartheta_m$ nije moguće izravno mjeriti, ali se može izračunati iz pada napona $U_p = IR_p$ na dodirnom mjestu prema relaciji

$$\Delta\vartheta_m \approx \frac{U_p^2}{8\lambda\varrho_0}, \tag{2013}$$

gdje je λ koeficijent vođenja topline. Tu je relaciju izveo Holm [2, str. 69] iz analogije između strujanja elektriciteta i strujanja topline.

Slojni otpor kvazimetalnih kontakata, koji se osniva na tunelskom efektu, možemo prema Holmu odrediti relacijom

$$R_s = \frac{\sigma}{\pi a^2}, \tag{2014}$$

Pri tome je $\sigma\,(\Omega\mathrm{m}^2)$ tzv. specifični slojni otpor. On zavisi samo od izlazne radnje metala i debljine molekularnih slojeva, ali ne ovisi o temperaturi.

Pri ugrijavanju se, naime, smanjuje R_s i povećava a, tako da $\sigma = \pi a^2 R_s$ ostaje približno konstantno. Adekvatniji naziv veličine $\sigma\,(\Omega\mathrm{m}^2 = \mathrm{m}^2/\mathrm{S})$ bio bi »specifična dodirna površina po jedinici slojne vodljivosti«. Konstantna σ je za sve metale reda veličine $10^{-12}\,\Omega\mathrm{m}^2$. Komponenta R_s može se praktički odrediti mjerenjem kontaktnog otpora pri vrlo niskim temperaturama, jer u tom slučaju (zbog supravodljivosti metala) provlačna komponenta gotovo iščezava.

Kombinacijom jednadžbi (2008) i (2014) može se formula za slojni otpor pisati u obliku

$$R_s = \sigma \cdot \frac{H}{F}. \tag{2015}$$

Zbrojimo li prema relaciji (2001) navedene izraze za R_p i R_s, dobivamo za ukupan kontaktni otpor formulu

$$R_K = \frac{\varrho}{2a} + \frac{\sigma}{\pi a^2} = \frac{\varrho}{2}\sqrt{\frac{\pi H}{F}} + \sigma \cdot \frac{H}{F}. \tag{2016}$$

Vidimo da je provlačna komponenta razmjerna sa $1/a$ (odnosno $1/\sqrt{F}$), a slojna sa $1/a^2$ (odnosno $1/F$). Zato će kod aparata slabe struje, koji imaju male kontaktne pritiske i male dodirne plohe, prevladati slojni otpor, a pri velikim pritiscima provlačni. Obje će komponente biti međusobno jednake ako je

$$a = \frac{2}{\pi}\cdot\frac{\sigma}{\varrho},\ \text{odnosno}\ F = \frac{4}{\pi}\cdot H\cdot\left(\frac{\sigma}{\varrho}\right)^2,\ \text{što daje}\ R_p = R_s = \frac{\pi}{4}\cdot\frac{\varrho^2}{\sigma}.$$

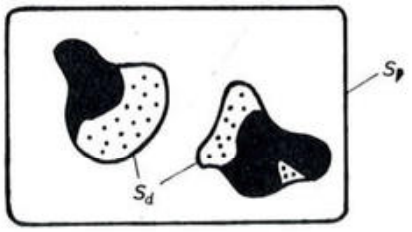
Za bakar ($\varrho \approx 1{,}8\cdot 10^{-8}\,\Omega\mathrm{m}$, $H \approx 7{,}5\cdot 10^6\,\mathrm{N/m^2}$, $\sigma \approx 10^{-12}\,\Omega\mathrm{m}^2$) dobiva se u tom slučaju $a \approx 10^{-4}\,\mathrm{m}$, $F \approx 3\,\mathrm{N}$, $R_K \approx 5\cdot 10^{-4}\,\Omega$.

Vrijednosti specifičnog otpora i Brinellove tvrdoće za nekoliko vrsta kontaktnih materijala sadrži tablica 206.

Tabl. 206. Orijentacijske vrijednosti ϱ i H

Materijal	ϱ (Ωm)	H (N/m²)
Srebro	0,0165	6,5
Bakar	0,0175	7,5
Mjed	0,07	12
Volfram	0,055	20
Elektrografit	6 ... 80	1 ... 3
	$\cdot 10^{-6}$	$\cdot 10^{8}$

Kao što je već rečeno, formula (2016) vrijedi za *kvazimetalne kontakte*. Uz to treba napomenuti da vrijednost provlačne komponente odgovara teoretskom slučaju kad se konatakti dodiruju samo na jednom mjestu. U praksi postoji redovito više dodirnih mjesta, kojih broj i dimenzije ovise i o hrapavosti površine, tj. o finoći obrade. Suprotno pretpostavci u jednadžbi (2008) izaziva nejednak specifični pritisak mjestimično samo elastične deformacije, dakle drugačiji odnos između a i F. Od stvarnih dosjednih ploha bit će samo jedan dio u



Sl. 207. Raznovrsne zone na kontaktnoj površini

S_p – prividna kontaktna ploha,
S_d – stvarna (mehanički opterećena) dodirna ploha: crno – izolacijski dio (makroslojevi), točkano – vodljivi dio (čisti metal i mikroslojevi)

kvazimetalnom dodiru, a ostatak će biti prekriven višemolekularnim makroslojevima, kako se vidi na slici 207. Za približno određivanje kontaktnog otpora takvih *plošnih kontakata* navodi Kesselring [3, str. 70] empirijsku formulu

$$R_K = \frac{k \cdot \varrho}{F^{\varkappa}}, \tag{2017}$$

gdje je $\varkappa = 0{,}7 \ldots 1$. Formula vrijedi pri većim pritiscima ($F > 1$ kp).

Konstantom k u brojniku uzima se u obzir vrsta materijala i finoća obrade, a eksponentom $\varkappa$ u nazivniku čistoća kontaktne površine. Vrijednosti konstante k za bakrene kontakte mogu se odabrati prema tablici 208 ako se pojedine

Tabl. 208. Konstanta k za bakar

k (Cu)	površina kontakta
45	fino četkana
110	grubo četkana
150	pjeskarena

veličine mjere ovim jedinicama: R_k u Ω, ϱ u Ωcm, F u kp. Dobro očišćenim kontaktima odgovara eksponent $\varkappa = 1$.

Relacije (2016) i (2017) pokazuju da je kontaktni otpor uz zadani materijal uglavnom *funkcija kontaktnog pritiska*, a da ne ovisi o veličini prividne dodirne plohe. (Mehanička analogija: trenje je funkcija normalne sile, a neovisno o veličini klizne plohe.) Dakako, i dimenzije kontakta posredno utječu na R_k, jer o njima ovisi toplinski kapacitet i rashladna površina, tj. temperatura kontakta — vidi jednadžbu (2012).

Tabl. 209. Promjena R_K zbog zamjene bakra drugim materijalom

Materijal	Cu – Cu	CuMs	Cu – Al	Cu – Fe	Al – Al	Fe – Fe
R_K/R_K (Cu)	1	1,8 – 2,5	1,3	7,0	1,5 – 2,5	35

U tablici 209. navedeni su prema Builovu [5, str. 208] faktori relativnog povećanja kontaktnog otpora ako se umjesto kombinacije bakar-bakar upotrijebe parovi od drugih metala.

Za praksu je vrlo važna pojava *starenja kontakata*. Tim se nazivom označuje promjena kontaktnog otpora u toku vremena koju uzrokuje porast debljine makroslojeva. Brzina porasta zavisi od vrste materijala i uvjeta okoline (temperature, vlage, kemijskog sastava atmosfere itd.). Ima metala na kojima oksidi ne prelaze određenu debljinu jer sami sprečavaju daljnju oksidaciju, dok se na drugima debljina sloja s neprestano povećava s brzinom koja je obrnuto proporcionalna debljini sloja:

$$\mathrm{d}s/\mathrm{d}t = C/s.$$

Odavde slijedi

$$\int s\,\mathrm{d}s = C \int \mathrm{d}t, \qquad \frac{s^2}{2} = Ct + \frac{s_0^2}{2},$$

odnosno

$$s = \sqrt{kt + s_0^2},$$

gdje je s_0 početna debljina sloja.

Pri tome kontaktni otpor raste eksponencijalno s vremenom prema relaciji

$$R_k = f(t) \cdot R_p = \alpha \cdot \mathrm{e}^{\beta t} \cdot R_p,$$

gdje je $f(t)$ *faktor starenja*, R_p provlačna komponenta otpora, $\mathrm{e} = 2{,}718\ldots$

Konstanta $\alpha \geqq 1$, tj. početna vrijednost faktora $f(t)$, zavisi od početne čistoće kontaktne površine, dakle od početne debljine sloja s_0.

U idealnom je slučaju $\alpha = 1$. Konstanta β određuje brzinu porasta otpora R_k, a zavisi i od zaštite protiv stvaranja slojeva. Ona se smanjuje podmazivanjem kontakta.

Taj je zakon utvrđen mjerenjem na podiznim kontaktima s točkastim dodirom koji su bili izloženi utjecaju sobne atmosfere. Pri takvim su uvjetima bakreni kontakti nakon tri mjeseca pokazali 100-struki otpor, a nakon šest mjeseci 1 000-struki. Zato je potrebno da se klizanjem i trenjem kontakata u pogonu osigura automatsko čišćenje njihove površine.

Otpor bakrenih kontakata raste i s temperaturom eksponencijalno, stoga je vrlo važno da im se temperatura ograniči otprilike na 100° C (v. tablicu 301). U prostorijama s vlažnom ili agresivnom atmosferom (kemijska industrija, akumulatorske stanice i sl.) treba kontakte zaštititi od pristupa zraka, npr. uronjavanjem u ulje. Starenje je u ulju nešto sporije nego u normalnom zraku.

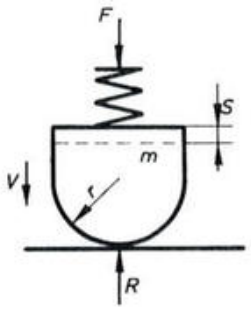
Kod srebrnih kontakata faktor starenja obično ne prelazi vrijednost $f = 10$, kod volframa $f = 20$.

23. ODSKAKIVANJE KONTAKATA

Pri uklapanju aparata nastaju manji ili veći elastični sudari među kontaktima, koji obično nekoliko puta odskoče prije nego se smire u zatvorenu položaju. Tu pojavu nazivamo odskakivanjem.

Svaki je trenutni prekid dodira pri odskakivanju popraćen pojavom električnog luka koji pojačava trošenje kontakata, a može ih i međusobno zavariti. Zato treba nastojati da se pravilnom konstrukcijom odskakivanje potpuno spriječi, ili da se bar vremenski što više skrati.

Mehaničke ćemo odnose pri sudaru dvaju kontakata razmotriti na temelju slike 210. Pretpostavimo da pomični kontakt mase m, kojemu zaobljena dodirna ploha ima radij r, udara brzinom v u ravan nepomični kontakt, praktički beskonačno velike mase.



Sl. 210. Sudar kontakta pri uklopu

Do časa dodira troši se energija pera na ubrzanje mase m. Prema tome je radnja pera do časa dodira jednaka kinetičkoj energiji kontakta u tom času:

$$W_m = \frac{mv^2}{2}. \tag{2018}$$

Zbog sudara materijal se deformira u smjeru gibanja za iznos s. Radnja pera za vrijeme deformacije je

$$W_s = F \cdot s. \tag{2019}$$

Ukupna energija koju pero predaje kontaktu određena je izrazom

$$W_F = W_m + W_s = \frac{mv^2}{2} + F \cdot s. \tag{2020}$$

Jedan se dio te energije nepovratno gubi, a ostatak se akumulira u materijalu kontakta kao energija elastične deformacije:

$$\left.\begin{aligned} W_e &= \varkappa \cdot W_F \\ 0 &< \varkappa < 1. \end{aligned}\right\} \tag{2021}$$

Energija W_e nastoji da pomični kontakt odrazom potisne protiv djelovanja sile F, što bi moglo uzrokovati odskakivanje. Da se to ne dogodi, ne smije akumulirana energija W_e biti veća od radnje $F \cdot s$ za svladavanje sile pera na putu deformacije:

$$W_e = \varkappa\left(\frac{mv^2}{2} + F \cdot s\right) \leqq F \cdot s.$$

Odavde slijedi deformacija

$$s \geqq \frac{1}{F} \cdot \frac{\varkappa}{1-\varkappa} \cdot \frac{mv^2}{2}. \tag{2022}$$

Prema formuli H. Herza za područje elastičnih deformacija može se reakcija materijala, stlačenog za iznos x, pisati u obliku

$$R_x = c \cdot x^{3/2} \approx 1{,}8\, G\sqrt{r} \cdot x^{3/2}. \tag{2023}$$

Pri tome je G (N/m^2) modul klizanja za odabrani kontaktni materijal, a r radij pomičnoga kontakta. (Formula glasi jednako i u sistemu kp-cm-s.)

Ukupna je radnja deformacije određena svladavanjem reakcije R_x na putu s, što daje

$$W_d = \int_0^s R_x \mathrm{d}x = \int_0^s c x^{3/2}\,\mathrm{d}x = \frac{2}{5} c s^{5/2} = 0{,}72\, G\sqrt{r}\, s^{5/2}. \tag{2024}$$

Budući da je $W_F = W_d$, slijedi iz (2020) i (2024)

$$F = 0{,}72\, G\sqrt{r} \cdot s^{3/2} - \frac{mv^2}{2 \cdot s}. \tag{2025}$$

Ako uvrstimo ovamo veličinu s iz jednadžbe (2022), dobivamo nakon kraćeg računa

$$F^{5/2} \geqq 0{,}72\, G\sqrt{r} \cdot \varkappa \cdot \left(\frac{\varkappa}{1-\varkappa} \cdot \frac{mv^2}{2}\right)^{3/2},$$

i konačno potrebnu silu pera

$$\left.\begin{aligned} F &\geqq K \cdot \left(\frac{mv^2}{2}\right)^{0{,}6} \cdot r^{0{,}2} \\ K &= 0{,}874 \cdot G^{0{,}4} \cdot \frac{\varkappa}{(1-\varkappa)^{0{,}6}}. \end{aligned}\right\} \tag{2026}$$

Pojedine se veličine te jednadžbe mogu izraziti jedinicama, bilo u sistemu kg-m-s, bilo u sistemu kp-cm-s, u kojem treba za jedinicu mase staviti

$$1 \frac{\text{kp}}{\text{cm/s}^2} = 981 \text{ kg}.$$

Iz relacije (2026) vidimo da obli kontakti manje naginju odskakivanju nego plosnati, i to toliko manje što je radij zakrivljenosti r manji.

Za bakrene je kontakte $G \approx 4{,}5 \cdot 10^5 \frac{\text{kp}}{\text{cm}^2}$, odnosno $G^{0.4} \approx 183$, dok je $\varkappa = 0{,}2 \ldots 0{,}3$. Uz te se vrijednosti dobiva aproksimativno

$$F_{Cu/Cu} \geqq 45 \cdot r^{0.2} \cdot \left(\frac{mv^2}{2}\right)^{0.6} \tag{2027}$$

$$\left(F \ldots \text{kp},\ r \ldots \text{cm},\ m \ldots \frac{\text{kp}}{\text{cm/s}^2},\ v \ldots \frac{\text{cm}}{\text{s}}\right).$$

24. KONTAKTNI MATERIJALI

241. Opće napomene

Izbor najpogodnije vrste kontaktnog materijala zavisi od velikog broja kriterija. Polazište izbora su *pogonski uvjeti* kojima će kontakti biti izloženi u toku rada. Iz pogonskih uvjeta izlaze određeni *tehnički zahtjevi* s obzirom na kvalitetu kontaktnog materijala. Ti se pak zahtjevi mogu ostvariti samo izborom takva materijala koji ima odgovarajuća *fizikalna svojstva.* U tablici 211. nabrojeno je nekoliko osnovnih podataka za svaku od triju spomenutih grupa kriterija. Pri

Tabl. 211. Kriteriji za izbor kontaktnih materijala

Pogonski uvjeti	Tehnički zahtjevi	Fizikalna svojstva
Vrsta kontakta: čvrsti sklopni *funkcija kontakta:* vođenje struje uklapanje isklapanje *vrsta opterećenja:* jakost struje visina napona učestalost rada *okolina:* zrak ulje *primjena:* prekidači sklopke rastavljači	*električki:* malen kont. otpor *termički:* teško zavarivanje malo nagaranje *mehanički:* velika žilavost malo trošenje slabo odskakivanje *kemijski:* kem. postojanost *tehnološki:* dobra obradivost dobra lemljivost niska cijena	specif. el. vodljivost toplinska vodljivost specifična toplina temp. smekšavanja talište vrelište toplina taljenja toplina isparavanja tvrdoća otpornost prema trenju čvrstoća elastična svojstva gustoća svojstva mikroslojeva rekuperacija metala

tome treba pojedini okomiti stupac promatrati nezavisno od ostalih. To znači da se iz tablice ne može izravno očitati koje je fizikalno svojstvo potrebno da se udovolji nekom tehničkom zahtjevu ili pogonskom uvjetu.

Često su tehnički zahtjevi takvi da im nijedan metal ne može potpuno odgovoriti. Tako se npr. ne mogu istodobno postići malen kontaktni otpor i velika otpornost prema zavarivanju, jer je za prvi zahtjev potrebna mala tvrdoća i velika čistoća metalne površine, a za drugi upravo suprotno, tj. što veća tvrdoća metala kojemu je površina pokrivena stabilnim stranim slojevima.

Pogonski uvjeti električnih kontakata ovise o primjeni i konstrukciji aparata u koje se ugrađuju. Tako npr. *uljni sklopnici* za manje snage nisu naročito teško opterećeni ni s obzirom na trajno vođenje pogonske struje (zbog relativno velike učestalosti rada i zaštitnog djelovanja ulja) ni što se tiče intenzivnosti električnog luka pri uklapanju i prekidanju. Zato ti aparati redovito sadrže samo tzv. *univerzalne kontakte*, koji istodobno služe za vođenje struje, uklapanje i prekidanje. Njihov materijal ne mora odgovarati osobito visokim tehničkim zahtjevima ni sa stajališta kontaktnog otpora ni s obzirom na otpornost prema zavarivanju i nagaranju. Nasuprot tome, *prekidači* koji povremeno rade i u teškim uvjetima kratkog spoja često će imati dvije grupe kontakata: *glavne* (provodne) i *lučne* ili pretkontakte (uklopno-isklopne). Samo se izuzetno ugrađuju tri grupe kontakata s posve odvojenim funkcijama: *provodni*, *uklopni* i *isklopni*. Od provodnih se kontakata u prvom redu zahtijeva malen kontaktni otpor, od uklopnih visoka otpornost prema zavarivanju, a od isklopnih otpornost prema nagaranju. Ostvarenje spomenutih zahtjeva vezano je uz određene kombinacije fizikalnih svojstava.

Malen kontaktni otpor pretpostavlja malu tvrdoću materijala, veliku električnu vodljivost i metalnu površinu bez stranih slojeva, ili bar s dovoljno tankim slojevima male mehaničke čvrstoće. Poželjno je da makroslojevi budu nestabilni pri višoj temperaturi.

Teško zavarivanje postiže se kombinacijom takvih svojstava koja

a) snizuju temperaturu kontakata,
b) povisuju otpornost prema temperaturi,
c) sprečavaju izravan metalni dodir.

Grupi a) pripadaju malen kontaktni otpor, visoka toplinska vodljivost i velika specifična toplina; grupi b) visoka temperatura smekšavanja i taljenja i velika tvrdoća; grupi c) makroslojevi velike čvrstoće koji su stabilni pri visokoj temperaturi.

Malo nagaranje od luka pokazuju materijali visokog tališta i vrelišta, velike specifične topline i toplinske vodljivosti, velike topline taljenja i isparavanja. Poželjno je da metal ima svojstvo *rekuperacije*, tj. da se dio rastaljena i isparena metala opet staloži na kontakte i time smanji trošenje. Tu osobinu imaju metali koji ne oksidiraju ni na visokoj temperaturi i koji ne prskaju zbog plinova apsorbiranih u krutom metalu.

Proces zavarivanja je takav da se ne može jednoznačno odrediti ni čas, ni temperatura ni struja zavarivanja. Adhezijske sile pojavit će se među kontaktima i pri hladnom stanju ako se čiste metalne plohe odgovarajućim pritiskom približe na razmak atoma u kristalnoj rešetki. Kako se metalni dodir hladnih kontakata uspostavlja samo kroz uske pukotine u stranim slojevima, to se ovdje adhezijske sile praktički ne opažaju. Njihovo se djelovanje znatno pojačava ako se zbog toplinskog smekšavanja ili taljenja metalne dodirne plohe toliko prošire da se na spojnim mjestima pojave vidljivi tragovi. To se u praksi obično smatra početkom zavarivanja. Dakako, taj će se početak mnogo prije osjetiti u malih

releja i sklopnika sa slabim isklopnim mehanizmima nego kod velikih prekidača sa snažnim motornim pogonima. Tablica 212. sadrži prema Riederu [11] nekoliko podataka o temperaturama (°C) i padovima napona (mV) na provodnim kontaktima, koji su karakteristični za njihovo zavarivanje. Kod uklopnih je kontakata zavarivanje posljedica električnog luka (koji nastaje prije dodira i u toku odskakivanja) i velikog otpora kontakata u času prvog dodira. Ono zavisi i od pogonskih uvjeta i konstrukcije aparata: pogonskog napona (probojnog razmaka), amplitude struje i njezine brzine porasta (frekvencije), brzine uklapanja, kretanja korijena luka (načina gašenja) itd. Luk ne pogoduje zavarivanju samo zbog taljenja metala, već i zato što čisti njegovu površinu od stranih slojeva, a ispareni metal istodobno štiti kontakte od pristupa zraka.

Tabl. 212. Otpornost prema zavarivanju

Metal	Sljepljivanje u zraku				Smekšavanje		Taljenje	
	početak		nagli porast					
	mV	°C	mV	°C	mV	°C	mV	°C
Cu	–	–	100	160	120	190	430	1083
Ag	100	160	240	500	90	150	350	960
W	–	–	600	1500	(400)	1000	1000	3380
Pt	350	960	400	1000	250	540	700	1773

Jednako je složen i *proces nagaranja*, te se pojedini materijali ni u tom pogledu ne mogu jednoznačno poredati po svojoj otpornosti. Usporedba srebra i ostalih metala pokazuje, na primjer, da je srebro povoljnije pri manjim strujama i manjim kontaktnim razmacima zbog mnogo veće rekuperacije rastaljenog i isparenog metala. Ostali metali imaju prednost pri većim strujama i većim razmacima zbog višeg tališta i vrelišta i manjeg prskanja. Iskustvo pokazuje [3] da nagaranje ovisi o kvadratu gustoće struje i trajanju luka: $I'^2 t$. Ono se može praktički zanemariti do određene kritične vrijednosti, koja je za željezo $5 \cdot 10^4$, za srebro $1 \cdot 10^5$, za bakar $2 \cdot 10^5$ A^2 s/cm^4. Uz vrijednosti $I'^2 t = 10^6 \ldots 10^8$ A^2 s/cm^4 troši se nagaranjem oko 6 ... 8 g/kAs za sve metale osim srebra, kojemu je potrošak mnogo veći. U usporedbi s bakrom srebro se troši mnogo manje uz $I'^2 t < 10^5$, a mnogo više uz $I'^2 t > 10^6$.

242. Vrste kontaktnih materijala

U pojedinom aparatu nisu kontakti nikad izloženi svim vrstama naprezanja u najvišem stupnju. Zato iz mnoštva tehničkih zahtjeva treba izdvojiti one koji su u pojedinom slučaju bitni, a ostali se mogu više ili manje zanemariti. U tom smislu treba odabrati i kontaktni materijal, koji se može svrstati u tri glavne skupine: čiste metale, legure i sinterovane kombinacije.

242.1. Čisti metali

U toj skupini razlikujemo četiri grupe materijala: visokovodljive, kemijski otporne, teško taljive i osrednje metale.

242.11. Visokovodljivi metali

Kao najvažnije metale te grupe valja spomenuti

Cu (bakar),
Ag (srebro),
Al (aluminij).

Bakar se najčešće upotrebljava kao kontaktni materijal. Glavna mu je mana što stvara stabilne oksidne slojeve na površini, koji postaju sve deblji. Zato nije prikladan za trajno zatvorene kontakte, pogotovo pri nižim naponima. Konstruktivnom izvedbom (klizni kontakti) postiže se mehaničko skidanje oksida, ali to povećava trošenje materijala. Temperatura kontakata ne smije u trajnom pogonu prijeći 100 °C, jer se tada oksidacija prilično ubrzava. Nagaranje zbog luka je znatno jer oksidacija sprečava rekuperaciju metala.

Bakar je prikladan za klizne kontakte u aparatima bez intenzivnog luka i bez prevelike učestalosti rada (rastavljači, valjkaste sklopke).

Srebro ima najvišu električnu vodljivost, a s obzirom na površinske slojeve zauzima posebno mjesto. Ono je relativno plemenit metal, te stvara vrlo tanke slojeve (najčešće sulfide, katkad okside), koji zbog toga vrlo slabo utječu na kontaktni otpor. Oksidi su k tome nestabilni, pa se već pri temperaturi od 200 °C opet reduciraju na čisto srebro. Zato je srebro naročito pogodno za trajno zatvorene kontakte, te se primjenjuje bilo u masivnoj izvedbi (srebrne zakovice) ili za prevlačenje bakrenih kontakata (galvanski ili platiranjem). Jače naginje zavarivanju nego bakar, a i nagaranje mu je pojačano prskanjem zbog kisika kojeg često ima u metalu. Velikom površinom i malim kontaktnim razmakom može se nagaranje znatno smanjiti (rekuperacija), ali to dolazi u obzir u području manjih struja.

Aluminij ima vrlo slabu mehaničku i termičku otpornost, a osim toga stvara još više nevodljivih površinskih slojeva nego bakar. Zato se može upotrijebiti samo za čvrste spojeve (stezaljke), i to samo uz vrlo pažljivu montažu koja zaštićuje kontaktne plohe od dodira sa zrakom.

242.12. Kemijski otporni metali

Toj grupi pripadaju metali kojima pod normalnim okolnostima površina nije prevučena makroslojevima:

Rh (rodij),	Ir (iridij),
Pd (paladij),	Pt (platina),
Re (renij),	Au (zlato).

Svi su ti metali skupi, te se pretežno upotrebljavaju samo u tehnici slabe struje. Najjeftiniji je paladij, koji se katkada primjenjuje i u jakoj struji za lakše opterećene kontakte u agresivnoj atmosferi (sumporovodik). Zbog čistoće površine ti metali naginju zavarivanju, a specifični električni otpor im je (izuzevši Au) relativno visok.

242.13. Teško taljivi metali

Zbog velike tvrdoće i visokog tališta i vrelišta ti su metali veoma otporni prema zavarivanju i nagaranju. Zbog površinskih slojeva nisu prikladni za provodne kontakte premda im je vodljivost relativno dobra. Specijalni sinter-postupak znatno poskupljuje njihovu proizvodnju. Molibden se nagaranjem jače troši nego volfram.

242.14. Osrednji metali

To je grupa materijala osrednjih kontaktnih svojstava, od kojih treba u prvom redu spomenuti

Ni (nikalj).

Vodljivost im je između W i Pt, a talište znatno iznad Cu. Upotrebljavaju se za lakše opterećene univerzalne kontakte.

242.2. Legure

Miješanjem dvaju ili više rastaljenih metala nastaju kristali novih svojstava. Na taj se način mogu poboljšati mehaničke osobine i kemijska otpornost. Električna vodljivost i talište legura redovito su niži od srednje vrijednosti komponenata koja odgovara omjeru miješanja. Spomenut ćemo nekoliko kontaktnih materijala s područja visokovodljivih i kemijski otpornih legura.

242.21. Visokovodljive legure

Među važnije predstavnike te grupe mogu se ubrojiti:

Ag-Cu (tvrdo srebro),
Ag-Ni (srebro — nikalj),
Ag-Cd (srebro — kadmij),
Cu-Ag-Cd (srebrena bronca).

Ag-Cu i Ag-Ni s malim postotkom Cu i Ni imaju neznatno manju vodljivost od Ag. Uz to imaju veću tvrdoću, višu temperaturu smekšavanja i veću otpornost prema zavarivanju, ali im površina nije otporna prema kisiku. Dobro se obrađuju. Upotrebljavaju se za univerzalne kontakte sklopnika za manje struje i za provodne kontakte visokonaponskih aparata.

Ag-Cd sadrži do 20% Cd. Tim se dodatkom povećava otpornost prema zavarivanju zbog površinskog sloja CdO koji nastaje u pogonu djelovanjem luka, ili se umjetno stvara posebnim kemijskim postupkom. Legura ima povećanu tvrdoću i lako se obrađuje, ali je lošije vodljiva nego Ag.

Cu-Ag-Cd je legura koja ima do 4% Ag i 1,5% Cd. Mnogo je tvrđa od Cu i otpornija prema temperaturi, dakle i prema struji kratkog spoja. Zbog male čvrstoće oksidnih slojeva ima manji kontaktni otpor nego Cu. Služi za kontakte prekidača i za kontaktna pera.

242.22. Kemijski otporne legure

Tipičan je predstavnik te grupe slitina

Ag-Pd (srebro — paladij).

Uz dovoljno velik dodatak paladija (30 ... 60 %) postaje ta legura otporna prema sumporovodiku. Sa sadržajem Pd raste specifični otpor, tvrdoća i otpornost prema zavarivanju i nagaranju.

242.3. Sinterovane kombinacije

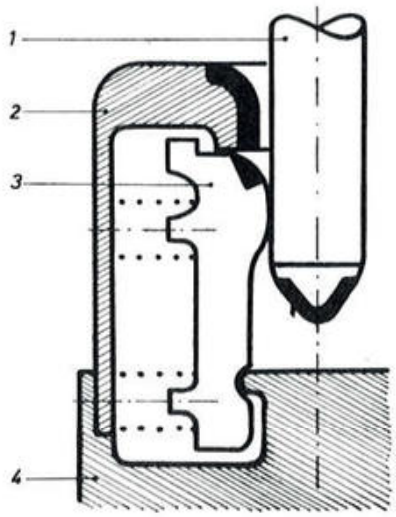
Ti se materijali, poznati još pod imenom pseudolegura, dobivaju miješanjem i sinterovanjem raznih metala u prahu. Sinterovanjem se mogu vezati i oni metali koji se ne daju legirati taljenjem, a mogu se spajati i s nemetalima (npr. s grafitom) i s kemijskim spojevima (oksidima, karbidima). Neke se karakteristike takvih kombinacija (npr. gustoća i specifična toplina) dobivaju aditivno iz svojstava pojedinih sastojaka u omjeru miješanja. Električna vodljivost kombinacije ovosi o načinu izrade, tj. o strukturi materijala. S obzirom na to treba razlikovati *jednoskeletnu* i *dvoskeletnu strukturu.*

Jednoskeletna struktura nastaje tako da se u masu osnovne komponente umiješaju međusobno odvojena zrna dodatne komponente. Na taj način samo osnovni metal sačinjava jedinstven skelet. U dvoskeletnoj strukturi vezana je svaka komponenta za sebe u cjelovit skelet, a oba se skeleta međusobno isprepliću te su električki paralelno vezani. Ta se struktura može postići tako da se porozni sinterovani skelet jedne komponente (W ili Mo) natopi talinom druge komponente nižeg tališta (Ag ili Cu). U pogledu mehaničkih svojstava i nagaranja mjerodavan je čvršći skelet.

Materijali visoke električne vodljivosti rade se na bazi Ag ili Cu, a otpornost prema zavarivanju, nagaranju i mehaničkom trošenju povećava se dodacima teže taljivih metala (Ni, Mo, W), metalnih oksida (CdO, SnO_2), karbida (WC) ili grafita (C). Oni služe za univerzalne kontakte.

Materijali visoke otpornosti prema zavarivanju i nagaranju rade se na bazi teško taljivih sinterovanih skeleta (W, Mo), a specifični otpor i krhkost smanjuju im se natapanjem u talini Ag ili Cu. Služe za isklopne kontakte.

Tehnološki je postupak pri izradi sinterovanih kontakata složen i skup. Zato se od sinterovanih materijala ne izrađuju čitavi kontakti, već samo oni dijelovi koji su najviše izloženi zavarivanju i nagaranju. Ti se dijelovi tvrdo zaleme na odgovarajuću metalnu podlogu, kako pokazuju crno označene plohe na slici 213.



Sl. 213. Primjena sinterovanih materijala na kontaktima prekidača

Prema sastavu možemo sinterovane materijale podijeliti u četiri grupe:

a) bakar s teško taljivim metalima i karbidima

Cu — W (bakar volfram),
Cu — WC (bakar — volframov karbid);

b) srebro s metalnim oksidima

Ag — CdO_2 (srebro — kadmijev oksid),
Ag — SnO_2 (srebro — kositrov oksid);

c) srebro s teško taljivim metalima i karbidima

Ag — Ni (srebro — nikalj),
Ag — Fe (srebro — željezo),
Ag — W (srebro — volfram),
Ag — WC (srebro — volframov karbid),
Ag — Mo (srebro — molibden);

d) srebro s nemetalima

Ag — C (srebro — grafit).

Cu — W s velikim sadržajem W (oko 80%) služi za pretkontakte u prekidačima. S manjim postotkom W upotrebljava se za univerzalne kontakte u ulju, i to:

— oko 60% W za uljne prekidače i teretne preklopke regulacijskih transformatora,
— oko 30% W za uljne sklopnike manjih snaga.

Cu — WC je otpornije od Cu — W što se tiče zavarivanja, nagaranja i mehaničkog trošenja.

Ag — CdO s malim sadržajem CdO (oko 10%) je dobro vodljiv materijal, vrlo otporan prema zavarivanju, ali manje prema nagaranju. U poredbi s legurom Ag — Cd ima veću tvrdoću i mnogo bolju vodljivost. Služi za kontakte niskonaponskih aparata za zaštitu motora i malih prekidača. Mnogi pisci [12, str. 152. i 185] pripisuju Cd-oksidu efekt gašenja luka, koji bi se eventualno mogao protumačiti odvođenjem topline zbog disocijacije CdO. To zapažanje nije za sada znanstveno dokazano.

Ag — SnO_2 može se zbog višeg tališta termički jače opteretiti nego Ag — CdO. Upotrebljava se kao kontaktni materijal sklopnika za kondenzatore i pokretače. S obzirom na navodni efekt gašenja luka pod utjecajem SnO_2 vrijedi slično što i za Ag — CdO [11, str. 34].

Ag — Ni s 10 ... 40% Ni ima relativno dobru vodljivost uz veliku tvrdoću i visoku otpornost prema nagaranju. Manje naginje zavarivanju od čistog Ag. Lako se obrađuje i lemi. Materijal s 10% Ni upotrebljava se za aparate u komandnim strujnim krugovima, manje niskonaponske motorske sklopke, za aparate s magnetskim gašenjem i rastavljače.

Ag — Fe ima slična svojstva kao Ag — Ni, ali nešto slabiju vodljivost.

Ag — W je mnogo otporniji prema nagaranju od srebra, ali mu je vodljivost slabija, a uz manji sadržaj W (oko 30%) naginje zavarivanju. Kontaktni se otpor povećava zbog loše vodljivoga srebrenog volframata (Ag_2WO_4), koji nastaje pri temperaturi višoj od 550 °C. Taj se spoj tali na 600 °C i prekrije kontakte stabilnim staklenastim slojem, što ometa funkciju univerzalnih kontakata za manje snage.

Ag — WC je vrlo tvrd i teško taljiv materijal, izvanredno otporan prema nagaranju i oksidaciji, koji manje naginje zavarivanju nego Ag — W. Osim toga, vodljivost mu je relativno dobra (oko 40% vodljivosti volframa). Teže se obrađuje

od Ag — W, te se upotrebljava samo kad se istodobno zahtijeva visoka otpornost prema zavarivanju i nagaranju.

Ag — Mo upotrebljava se za pretkontakte i univerzalne kontakte niskonaponskih aparata. Taj materijal nije toliko otporan prema nagaranju kao Ag — W. Ako se ugrijava, nastaje srebrni molibdat (Ag_2MoO_4), koji se tali na 580 °C i povećava kontaktni otpor.

Ag — C s malim sadržajem grafita (do 5%) služi za uklopne kontakte koji su veoma otporni prema zavarivanju. Materijal s većim postotkom C prikladan je za klizne kontakte. Ako se doda grafit, smanjuje se koeficijent trenja i mehaničko trošenje, a povećava otpornost prema zavarivanju. Zbog redukcijskog djelovanja grafita na tom materijalu nema stranih slojeva (čak ni na bakrenom protukontaktu nema osjetljive oksidacije). Loša mu je osobina malo otpornost prema nagaranju.

243. Prijenos materijala među kontaktima za istosmjernu struju

Spomenimo još da na sklopnim kontaktima za istosmjernu struju dolazi do *prijenosa materijala* s jedne elektrode na drugu. Pri tome se na jednoj elektrodi stvaraju udubine (krateri), a na drugoj izbočine. Složeni mehanizam tog procesa još nije potpuno istražen. Prema Holmu [2, str. 359] treba pri tome razlikovati tri vrste pojava:

a) mosni ili sitni prijenos,
b) prijenos zbog kratkog luka,
c) prijenos zbog plazmatskog luka ili krupni prijenos.

243.1. Mosni prijenos

Ta se vrsta prijenosa zapaža kada se kontakti otvaraju bez pojave električnog luka (vidi poglavlje 54), ili je njegovo trajanje ekstremno kratko (npr. kraće od $5 \cdot 10^{-7}$ s). *Prijenos se najčešće odvija* u smjeru *od anode prema katodi.* Zbog malih količina prenijetog materijala u jednom isklapanju ta se pojava naziva i sitnim prijenosom.

Naziv »mosni prijenos« govori o fizikalnom tumačenju te vrste transporta. Pri otvaranju kontakata dolazi zbog smanjivanja pritiska do koncentracije struje na sve manju dodirnu plohu. Zbog toga se u posljednjoj fazi među kontaktima stvori most od rastaljena metala, koji nije homogeno ugrijan. Prijelom mosta nastaje na njegovu najtoplijem presjeku, a to je obično u blizini anode.

Uzroci nesimetričnog ugrijavanja rastaljenog mosta tumače se na više načina. Jedno se tumačenje oslanja na tzv. *Thomsonov efekt*, koji nastaje pri prolaženju električne struje nejednoliko ugrijanim vodičem. Efekt se očituje tako što se najtoplije mjesto pomiče, bilo u smjeru struje (tj. prema katodi), bilo obratno, već prema tome ima li taj metal pozitivan ili negativan Thomsonov koeficijent. To se opaža na homogenom vodiču grijanom strujom, s podjednako hlađenim krajevima. Njegov najtopliji presjek trebao bi da bude u sredini vodiča, ali se zbog spomenutog efekta pomiče prema jednom kraju. Takvo tumačenje nailazi kod nekih metala (npr. platine) na teškoće jer se smjer prijenosa ne podudara s predznakom Thomsonova koeficijenta. Opisani efekt je vrlo slab, ali dobro objašnjava pojave mosnog prijenosa, jer se ovdje javljaju goleme temperaturne razlike između rastaljenog mosta i hladnih elektroda na razmaku od nekoliko mikrona.

Drugo objašnjenje za nesimetriju temperature daje *Peltierov efekt*, prema kojem na dodiru dvaju termoelektrički različitih metala dolazi pri prolazu struje do stvaranja ili apsorpcije topline. Taj se efekt javlja i na granici krute i tekuće mase istog metala. Rastaljeni most među kontaktima ima prema krutom metalu dvije granice. Ako je Peltierov koeficijent pozitivan, na ulaznoj granici struje most se ohlađuje, a na izlaznoj ugrijava, što opet uzrokuje lom na anodnoj strani.

Od ostalih tumačenja spomenut ćemo još tzv. *Kohlerov efekt*. On se osniva na valnomehaničkom tunelskom efektu opisanom u točki 21. Elektroni naboja q_0, prolazeći bez gubitaka kroz mikroslojeve, dobivaju zbog potencijalne razlike ΔU između anode i katode energiju $q_0 \Delta U$. Ta energija prelazi na površinu anode i predgrijava je. Nastala razlika temperature uzrokuje poslije nesimetriju u rastaljenom metalnom mostu.

243.2. Prijenos zbog kratkog luka

Otvaranje kontakata u području bez luka dovodi i do takvih pojava koje se više ne mogu objasniti mehanizmom mosnog prijenosa. Keil [12, str. 83] navodi za ilustraciju primjer isklapanja struje od 5A pod naponom 6V u omskom krugu, kad je jedan kontakt (anoda) od volframa, a drugi (katoda) od zlata. Pokusi dokazuju da se pri tome na površini zlatnoga kontakta stvori šiljak od čistog volframa. Budući da W ima mnogo više talište nego Au (približno za 2 400 °C), očito je da se ovdje ne radi o mosnom prijenosu, jer se takve razlike temperature na rastaljenom mostu ne mogu protumačiti nijednom od spomenutih teorija, a pogotovo ne činjenica da metal nižeg tališta ne pokazuje nikakve promjene.

Takvi se slučajevi prijenosa tumače posebnom vrstom izbijanja u plinovima, koja se naziva *kratkim lukom* (ili *lukom bez plazme*), te nema obilježje stabilnog luka. Kao bitna oznaka kratkog luka smatra se prema Holmu [2, str. 354] uvjet da njegova duljina l (jednaka razmaku kontakata) bude mnogo manja od radija katodne mrlje a_k:

$$l \ll a_k.$$

U tom će slučaju anodna i katodna mrlja biti približno jednake veličine

$$a_a = a_k.$$

Račun pokazuje da uz takve uvjete *anodna mrlja postaje toplija od katodne*. Zato se anodni materijal jače isparuje od katodnog te se kondenzira na suprotnoj elektrodi. Kratki luk *uzrokuje*, prema tome, i *prijenos* materijala od anode prema *katodi*.

W. Merl daje sličnu definiciju kratkog luka [12, str. 85], samo što umjesto radija katodne mrlje uvodi slobodni put elektrona $\bar{\lambda}$:

$$l \leq \bar{\lambda}.$$

Ako, naime, razmak elektroda ne prekoračuje slobodni put elektrona, neće između kontakata doći do sudaranja elektrona s česticama plina, tj. do ionizacije, dakle, ni do stvaranja plazme. Zato će emitirani elektroni udarati izravno na anodu i

ugrijati je do temperature isparavanja. S obzirom na malu količinu prenijetog materijala i taj proces pripada području *»sitnog prijenosa«*.

O kratkom luku još ćemo govoriti u poglavlju 624. u vezi s tzv. graničnom karakteristikom (v. sl. 608, 20).

243.3. Prijenos zbog plazmatskog luka

Plazmatski luk ima prema Holmu toliku duljinu da *anodna mrlja postane mnogo veća od katodne*, dakle:

$$l > a_k, \qquad a_a \gg a_k.$$

Taj luk sadrži plazmu koja razdvaja anodu od katode, a od kratkog se luka razlikuje i po tome što mu se napon snizuje s povećanjem struje [12, str. 86]. Analogno napomeni u točki 243.2. može se plazmatski luk karakterizirati uvjetom da njegova duljina bude veća od slobodnog puta elektrona, dakle:

$$l > \bar{\lambda}.$$

Zbog djelovanja plazmatskog luka katoda se isparuje jače od anode, te nastaje *prijenos* materijala *od katode prema anodi*. Ovdje se radi o većim količinama prenijetog materijala nego u prije opisana dva slučaja. Zato se ta pojava često naziva i *»krupnim prijenosom«*. Proces se naročito pojačava u području vrlo jakih struja (nekoliko tisuća ampera), kada metalna para povlači sa sobom i kapljice rastaljena materijala.

243.4. Uloga pojedinih vrsta prijenosa u procesu sklapanja

Pri *uklapanju* se i uz vrlo niski napon među kontaktima može pojaviti kratki luk, jer zbog mikroskopskih neravnosti dodirnih ploha dolazi mjestimično do znatnog pojačanja električnog polja. Prema Keilu [12, str. 87] će među fino poliranim kontaktima, kojima je hrapavost oko 10^{-5} cm, nastati kratki luk već pri naponu od 10 V, kada se kontakti približe na nekoliko 10^{-5} cm razmaka. Zbog toga će se (kako je opisano u točki 243.2) anodni materijal ispariti i kondenzirati na katodi. Rastaljeni se metal skrućuje čim se kontakti zatvore, ali se lomi pri ponovnom otvaranju, i to tako da na katodi ostane višak materijala. Količina prenijetog materijala G_u je proporcionalna količini elektriciteta q_k koja prođe kratkim lukom do časa zatvaranja, te je Holm određuje relacijom

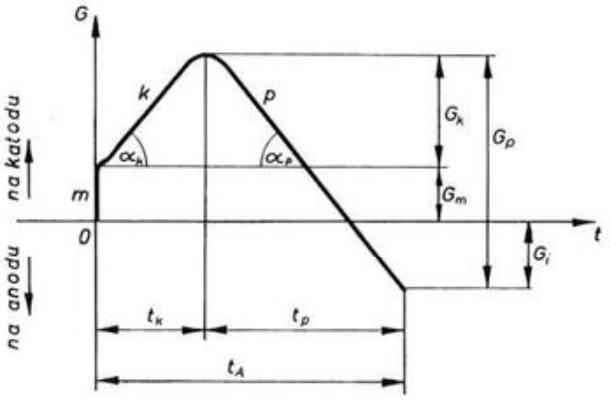
$$G_u = \gamma_k \cdot q_k.$$

Proces isklapanja možemo načelno podijeliti u *tri uzastopna intervala* koji se međusobno razlikuju po mehanizmu prijenosa. U početku se zbog popuštanja kontaktnog pritiska rastali metal na dodirnom mjestu, te se mosnim prijenosom stvara na katodi višak materijala G_m. Nakon toga slijedi interval kratkog luka, u kojem se na katodu prenosi nova količina materijala G_k. Ako se luk i dalje produžuje, nastaje interval plazmatskog luka s prijenosom količine G_p u suprotnom smjeru, tj. od katode prema anodi. Ukupan prijenos materijala na katodu za vrijeme isklapanja može se prikazati relacijom

$$G_i = G_m + G_k - G_p = G_m + \gamma_k \cdot q_k - \gamma_p \cdot q_p.$$

Ovdje su q_k i q_p količine naboja koje prelaze kratkim, odnosno plazmatskim lukom do prekida struje, a γ_k i γ_p pripadni faktori proporcionalnosti.

Dijagram na slici 214. pokazuje kako se određuje ukupna količina prenijetog materijala G_i kao funkcija trajanja luka t_A. Početak dijagrama m odgovara mosnom prijenosu, uzlazna grana k pripada intervalu kratkog luka, a silazna p



Sl. 214. Prijenos materijala za vrijeme isklapanja

području plazmatskog luka. Kad bi struja za čitavo vrijeme isklapanja imala konstantnu vrijednost I, bilo bi

$$G_m = k_m I^2,$$
$$G_k = \gamma_k I t_k,$$
$$G_p = \gamma_p I t_p.$$

Tome odgovaraju nagibi uzlazne i silazne grane

$$\operatorname{tg} \alpha_k = \gamma_k I, \qquad \operatorname{tg} \alpha_p = \gamma_p I.$$

3. TERMIČKA NAPREZANJA

Gubici energije uzrokuju zagrijavanje aparata. Najveći dio topline nastaje od Jouleovih gubitaka u vodičima i kontaktnim otporima strujnih krugova zbog:

a) trajnog opterećenja do nazivne struje,
b) kraćih preopterećenja većih od nazivne struje,
c) trenutnih opterećenja strujom kratkog spoja.

Prekomjerno termičko naprezanje aparata može imati raznovrsne posljedice:

– oštećenje izolacija (karbonizacija organskih sastojaka, smekšavanje lakova i veziva, lomovi zbog lokalnih rastezanja, zapaljenje ulja, smanjenje probojne čvrstoće);
– taljenje lemnih spojeva;
– gubitak elastičnih svojstava metalnih dijelova (napuštanje pera, smanjenje kontaktnih pritisaka);
– oksidacija kontakata (povećanje slojnih otpora);
– taloženje asfaltu sličnih naslaga na kontakte u ulju (povećanje slojnih otpora i pogoršanje hlađenja);
– pregaranje svitaka itd.

Dopuštene granice ugrijavanja nazivnom strujom određene su odgovarajućim standardima, jer od njih zavisi trajnost aparata u pogonu. One se definiraju *maksimalnim stacionarnim temperaturama* pojedinih dijelova ili pripadnim nadtemperaturama s obzirom na propisanu temperaturu okoline. Tablica 301, sastavljena na temelju preporuka Međunarodne elektrotehničke komisije (IEC) za visokonaponske prekidače [18] i rastavljače [19], sadrži nekoliko orijentacijskih podataka za te vrste aparata.

Standardi ujedno određuju i stupanj termičke otpornosti aparata prema strujama kratkog spoja. Ta se otpornost definira tzv. *kratkotrajnom strujom*, tj. najvećom efektivnom vrijednošću izmjenične struje koju aparat podnosi bez štete u trajanju jedne sekunde.

Dugo se smatralo da kao temelj za ispravno termičko dimenzioniranje aparata može poslužiti *gustoća struje* u A/mm^2. No, ustanovilo se da bez dubljeg ulaženja u probleme razdiobe topline na osnovi gubitaka energije, toplinskih kapaciteta, koeficijenata prijelaza topline i drugih kriterija nije moguće unaprijed odrediti zagrijavanje pojedinih dijelova.

Budući da se sve varijante toplinskih naprezanja ne mogu računski obuhvatiti jednim općim rješenjem, razmotrit ćemo nekoliko tipičnih slučajeva na idealiziranim elementima. Na taj se način bolje upoznaju toplinski odnosi, što ujedno omogućuje preračunavanje rezultata dobivenih mjerenjem na reduciranim modelima.

Tabl. 301. Najviše trajno dopuštene temperature za visokonaponske aparate prema IEC

Dio aparata	Temp. °C	Nadtemp. °C (1)

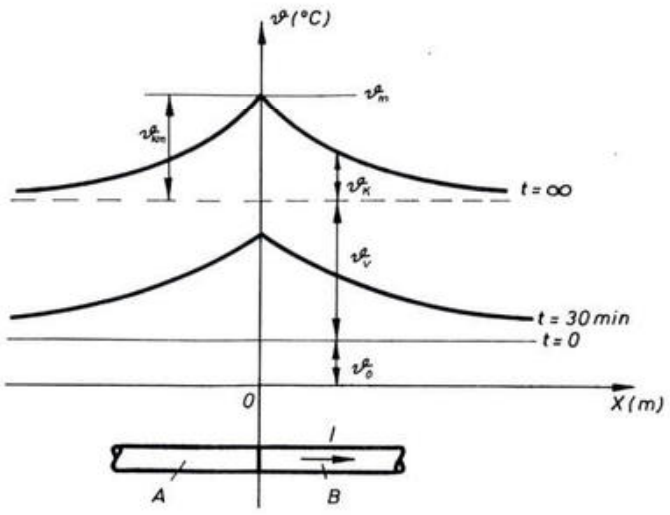
PRIMJEDBE

1. Temperatura okoline ne smije biti viša od 40 °C, a njezina srednja vrijednost za 24 sata 35 °C.
2. Pri upotrebi tako visokog zagrijanja paziti da se ne ugroze susjedne izolacije.
3. Temperatura ne smije biti tako visoka da bi smanjila elastičnost materijala. Za čisti bakar granica je 75 °C.
4. Ako se upotrijebe materijali koji nisu navedeni u tablici, treba uzeti u obzir njihova svojstva.
   Klasa Y: pamuk, svila, papir, drvo i slični materijali, neimpregnirani;
   Klasa A: isto, ali impregnirani ili uronjeni u ulje;
   Klasa B: azbest, mika, staklena vlakna i slični anorganski materijali s odgovarajućim vezivom;
   Klasa F: isto, ako je ispitivanje dokazalo da izolacija podnosi temperaturu klase F, koja je za 25 °C viša od temperature klase B.

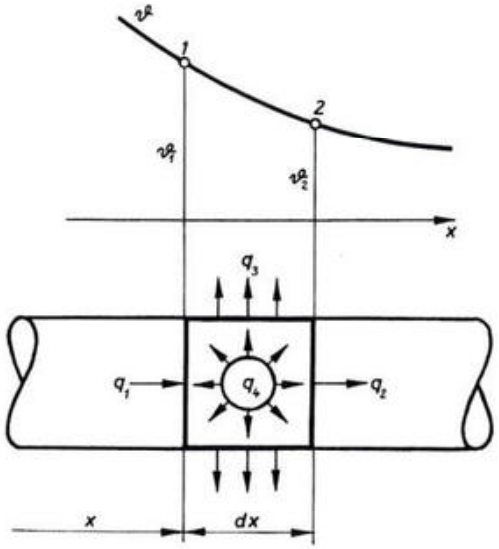
31. UTJECAJ KONTAKTA NA ZAGRIJAVANJE VODIČA

Slika 302. predočuje dva beskonačno duga cilindrična vodiča A i B kojima protječe istosmjerna struja I. Oni se dodiruju čeonim plohama na mjestu $x = 0$. Kako se u otporu kontakta razvija više topline nego u ostalim točkama vodiča, poprima dodirno mjesto i najvišu temperaturu $\vartheta(x = 0)$. Lijevo i desno od toga mjesta temperatura se asimptotski smanjuje na osnovnu vrijednost $\vartheta(x = +\infty)$, koju bi vodiči imali u svim točkama kad ne bi bilo dodatnog otpora kontakta. Osim prostorno, temperatura se mijenja i vremenski. Ona raste od vrijednosti ϑ_0 u času uključivanja struje $t = 0$ prema vrijednosti $\vartheta(t = \infty)$, koju teoretski postiže nakon beskonačno dugog vremena. Tu prostorno-vremensku promjenu temperature $\vartheta = f(x, t)$ predočuju krivulje na slici 302.

Da bismo odredili jednadžbu promjene temperature, razmotrit ćemo elementarni isječak vodiča duljine dx koji je prikazan na slici 303.



Sl. 302. Zagrijavanje kontakta prolazom struje



Sl. 303. Kretanje topline u elementu vodiča

Temperature u točkama 1 i 2 određene su relacijama:

$$\left.\begin{aligned} \vartheta_1 &= \vartheta \\ \vartheta_2 &= \vartheta + \mathrm{d}\vartheta = \vartheta + \frac{\partial \vartheta}{\partial x} \cdot \mathrm{d}x. \end{aligned}\right\} \tag{3001}$$

Za vrijeme $\mathrm{d}t$ ulazi u element na mjestu x količina topline

$$\mathrm{d}q_1 = \frac{\lambda S (\vartheta_1 - \vartheta_2)}{\mathrm{d}x} \mathrm{d}t = -\lambda S \, \mathrm{d}t \frac{\partial \vartheta}{\partial x}, \tag{3002}$$

a istodobno na mjestu $x + \mathrm{d}x$ iz njega izlazi toplina

$$\mathrm{d}q_2 = \mathrm{d}q_1 + \frac{\partial (\mathrm{d}q_1)}{\partial x} \cdot \mathrm{d}x = -\lambda S \, \mathrm{d}t \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial x} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} \cdot \mathrm{d}x \right). \tag{3003}$$

Pri tome je

$S\,(\mathrm{m}^2)$ – presjek vodiča,

$\lambda\left(\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{Km}}\right)$ – koeficijent vođenja topline.

S površine elementa prelazi na okolinu toplina

$$\mathrm{d}q_3 = \alpha \cdot p \, \mathrm{d}x \, (\vartheta - \vartheta_0) \cdot \mathrm{d}t, \tag{3004}$$

gdje je

$\alpha\left(\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{Km}^2}\right)$ – koeficijent prijelaza topline,

$p\,(\mathrm{m})$ – opseg presjeka vodiča = rashladna ploha po jedinici duljine,

$\vartheta_0\,(\mathrm{K})$ – temperatura okoline.

U elementu se razvija Jouleova toplina

$$\mathrm{d}q_4 = I^2 \frac{\varrho\,\mathrm{d}x}{S} \cdot \mathrm{d}t, \tag{3005}$$

gdje je

I (A) – struja u vodiču,

ϱ (Ωm) – specifični otpor vodiča.

Zbog ukupnog porasta topline u promatranom elementu

$$\mathrm{d}Q = \mathrm{d}q_1 + \mathrm{d}q_4 - \mathrm{d}q_2 - \mathrm{d}q_3 =$$

$$= \lambda S \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2}\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}t - \alpha p (\vartheta - \vartheta_0)\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}t + \frac{I^2 \varrho}{S}\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}t \tag{3006}$$

diže se i njegova temperatura za iznos

$$\mathrm{d}\vartheta = \frac{\partial \vartheta}{\partial t}\,\mathrm{d}t.$$

Vezu između $\mathrm{d}Q$ i $\mathrm{d}\vartheta$ određuje jednadžba

$$\mathrm{d}Q = c_v \cdot S\,\mathrm{d}x \cdot \mathrm{d}\vartheta = c_v \cdot S \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial t} \cdot \mathrm{d}x\,\mathrm{d}t, \tag{3007}$$

pri čemu je

$c_v \left(\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{Km}^3}\right)$ – specifična toplina vodiča po jedinici volumena.

Ako izjednačimo relacije (3006) i (3007), dobivamo *opću diferencijalnu jednadžbu promjene temperature:*

$$c_v S \frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \lambda S \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} - \alpha p (\vartheta - \vartheta_0) + \frac{I^2 \varrho}{S}. \tag{3008}$$

Iz te relacije izlazi *jednadžba stacionarnog stanja* ($t = \infty$) u kojem više nema vremenske promjene temperature ako pretpostavimo $\partial\vartheta/\partial t = 0$:

$$\lambda S \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} = \alpha p (\vartheta - \vartheta_0) - \frac{I^2 \varrho}{S}. \tag{3009}$$

Pomoću nje odredit ćemo ukupnu temperaturu sistema na mjestu x

$$\vartheta = \vartheta_0 + \vartheta_V + \vartheta_K \tag{3010}$$

kao zbroj triju komponenata: temperature okoline ϑ_0, zagrijanja ϑ_V zbog gubitaka u otporu vodiča i zagrijanja ϑ_K na mjestu x zbog gubitaka u kontaktnom otporu.

Komponenta ϑ_K dobiva se iz relacije (3009) ako se zanemari temperatura okoline i otpor vodiča i stavi za $\vartheta_0 = 0$, $\varrho = 0$, $\vartheta = \vartheta_K$. Time ta relacija poprima oblik

$$\frac{\partial^2 \vartheta_K}{\partial x^2} = \frac{\alpha p}{\lambda S} \vartheta_K = a^2 \vartheta_K, \tag{3011}$$

gdje je

$$a = \sqrt{\frac{\alpha p}{\lambda S}}. \tag{3012}$$

Opće rješenje jednadžbe (3011) glasi

$$\vartheta_K = C_1 \, e^{ax} + C_2 \, e^{-ax}, \tag{3013}$$

gdje je e = 2,718 ...

Na mjestima $x = 0$ i $x = \infty$ moraju temperature koje su uzrokovali gubici u kontaktnom otporu imati vrijednost:

$$\vartheta_K (x = 0) = \vartheta_{Km}$$
$$\vartheta_K (x = \infty) = 0.$$

Iz tog uvjeta i relacije (3013) slijedi

$$C_1 = 0, \; C_2 = \vartheta_{Km}, \text{ odnosno}$$
$$\vartheta_K = \vartheta_{Km} \cdot e^{-ax}. \tag{3014}$$

U kontaktnom otporu R_K na mjestu $x = 0$ razvija se Jouleova toplina

$$dQ_K = I^2 R_K \, dt. \tag{3015}$$

Ona se širi simetrično na obje strane, tako da u svaki vodič odlazi polovica njezina iznosa, koju prema slici 303. treba označiti sa $dq_1 (x = 0)$. Stoga u jednadžbi (3002) treba staviti

$$dq_1 (x = 0) = \frac{1}{2} dQ_K = \frac{1}{2} I^2 R_K \, dt,$$

tako da ona (uz $\vartheta = \vartheta_K$) poprima oblik

$$- \lambda S \left(\frac{\partial \vartheta_K}{\partial x} \right)_{x=0} = \frac{1}{2} I^2 R_K. \tag{3016}$$

Iz relacije (3014) slijedi

$$\left(\frac{\partial \vartheta_K}{\partial x} \right)_{x=0} = - a \vartheta_{Km},$$

što uvršteno u izraz (3016) daje

$$\vartheta_{Km} = \frac{I^2 R_K}{2 \lambda S a}. \tag{3017}$$

Time relacija (3014) prelazi u oblik

$$\vartheta_K = \frac{I^2 R_K}{2 \lambda S a} \cdot e^{-ax}. \tag{3018}$$

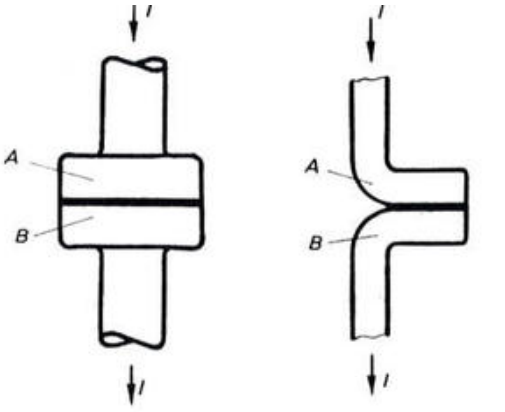
$$\vartheta_V = \frac{\bar{}}{pS\alpha}.$$

Prema tome je, s obzirom na jednadžbu (3010), *stacionarna temperatura sistema* bilo na kojem mjestu x (debelo izvučena krivulja na slici 302) predočena izrazom:

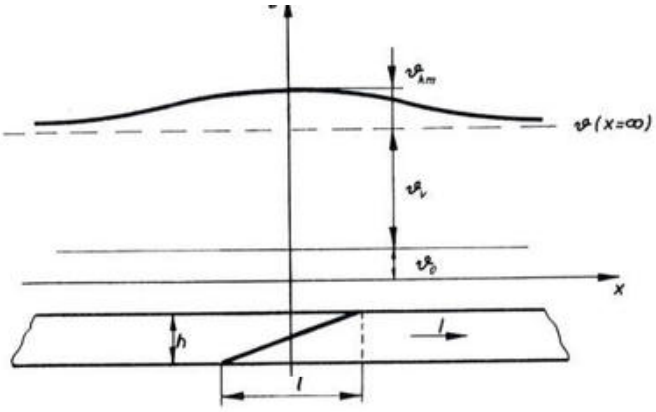
$$\vartheta_x(t = \infty) = \vartheta_0 + \frac{I^2 \varrho}{pS\alpha} + \frac{I^2 R_K}{2\lambda S a} \cdot e^{-ax}. \tag{3019}$$

Uz $x = 0$ slijedi odavde maksimalna temperatura kontakta:

$$\vartheta_m = \vartheta_0 + \vartheta_V + \vartheta_{Km} = \vartheta_0 + \frac{I^2 \varrho}{} + \frac{I^2 R_K}{} \tag{3020}$$



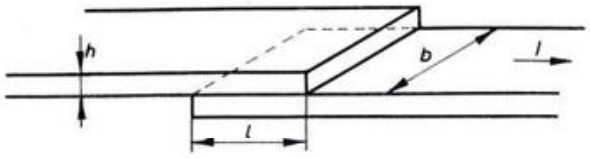
Sl. 304. Lokalno povećanje presjeka na kontaktima



Sl. 305. Klinasti spoj vodiča

Drugi je način u tome da se gubici u kontaktnom otporu porazdijele na veću duljinu vodiča. To bi se teoretski moglo postići npr. klinastim spojem prema slici 305. Kako pokazuje iskustvo [1], duljina klina l trebala bi biti mnogo puta veća od debljine plosnatog vodiča h da bi se povišenje temperature ϑ_{Km} dovoljno smanjilo. Zato takvo rješenje ne bi bilo ni konstruktivno ni tehnološki prikladno.

Treći način ujedinjuje obje spomenute metode, tj. produbljenje kontaktne plohe uz lokalno povećanje presjeka. To se u praksi izvodi preklopnim spojem vodiča prema slici 306. Taj se način primjenjuje kod aparata s kontaktnim noževima (polužne sklopke, rastavljači) i kod priključnih stezaljki.



Sl. 306. Preklopni spoj vodiča

Uz oznake na slici 306. nastaju u preklopu Jouleovi gubici

$$P_p \approx I^2 R_K + I^2 \cdot \frac{\varrho l}{2bh}, \tag{3021}$$

a u ostalom se dijelu vodiča na jednakoj duljini l gubi snaga

$$P_V = I^2 \cdot \frac{\varrho l}{bh}. \tag{3022}$$

Zanemarimo li razliku rashladnih površina, možemo jednakost gubitaka $P_p = P_V$ smatrati i uvjetom za postizanje jednake temperature. Odavde izlazi uvjet za duljinu preklopa

$$l \approx 2bh \cdot \frac{R_K}{\varrho}. \tag{3023}$$

32. ZAGRIJAVANJE I HLAĐENJE DUGIH HOMOGENIH VODIČA KONSTANTNOG PRESJEKA

Termičko naprezanje beskonačno dugog homogenog vodiča zbog prolaza struje možemo smatrati specijalnim slučajem zagrijavanja prema slici 302, uz uvjet da je dodatni otpor kontakta smanjen na nulu. U tom će slučaju sve točke vodiča imati jednaku temperaturu ϑ, te se u jednadžbi (3008) može staviti $\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} = 0$. Na taj se način dobiva relacija

$$\frac{\mathrm{d}\vartheta}{\mathrm{d}t} + \frac{\alpha p}{c_v S}(\vartheta - \vartheta_0) - \frac{I^2 \varrho}{c_v S} = 0. \tag{3024}$$

Njezino je rješenje

$$\Delta\vartheta = \vartheta - \vartheta_0 = \frac{I^2 \varrho}{\alpha p S}(1 - \mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}}), \tag{3025}$$

gdje je

$\Delta\vartheta(°\mathrm{C})$ – nadtemperatura vodiča u času t,

$\tau(\mathrm{s}) = \frac{c_v S}{\alpha p}$ – vremenska konstanta ugrijavanja.

Vidimo da se proces odvija po poznatom diferencijalnom zakonu s vremenskom konstantom

$$\tau = \frac{c_v S}{\alpha p} = \frac{c_m m}{\alpha p}, \tag{3026}$$

u kojoj je

$c_v \left(\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{K\,m^3}}\right)$ – specifična toplina po jedinici volumena,

$c_m \left(\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{K\,kg}}\right)$ – specifična toplina po jedinici mase,

p(m) – opseg, tj. rashladna ploha po jedinici duljine,
S(m^2) – presjek, tj. volumen po jedinici duljine,
m(kg/m) – masa po jedinici duljine.

Ako u relaciji (3024) stavimo $I = 0$, dobivamo kao rješenje *jednadžbu hlađenja*

$$\Delta\vartheta = \vartheta - \vartheta_0 = \Delta\vartheta_\theta \cdot \mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau}}, \tag{3027}$$

gdje je

$\Delta\vartheta_\theta$(°C) – početna nadtemperatura,

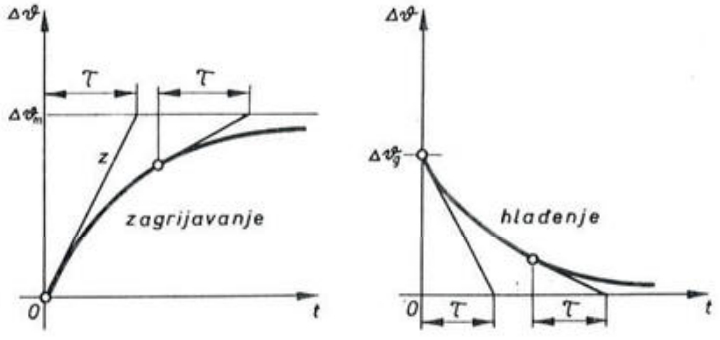
$\tau = \frac{c_v S}{\alpha p}$ – vremenska konstanta hlađenja.

Iz relacija (3025) i (3027) izlazi da se zagrijavanje i hlađenje odvijaju s jednakom vremenskom konstantom. Njihov tok prikazuje slika 307. Na slici označena *stacionarna nadtemperatura* $\Delta\vartheta_m$ izlazi iz relacije (3025) uz $t = \infty$:

$$\Delta\vartheta_m = \frac{I^2 \varrho}{\alpha p S}. \tag{3028}$$

Ta je veličina identična s članom ϑ_V u relaciji (3020).

Kad bi vodič bio potpuno toplinski izoliran, ugrijavao bi se po tangenti z na slici 307, te bi nakon vremena τ postigao nadtemperaturu $\Delta\vartheta_m$. U tom bi se slučaju ukupni Jouleovi gibici po jedinici duljine $\tau \cdot I^2 \varrho / S$ sačuvali kao aku-



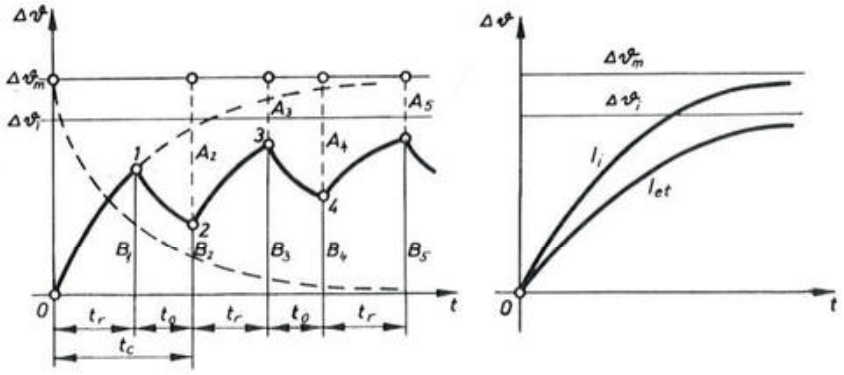
Sl. 307. Zagrijavanje i hlađenje u trajnom pogonu

mulirana toplina $c_v S \Delta\vartheta_m$. Ako izjednačimo oba iznosa i uvrstimo za τ vrijednost iz relacije (3026), dobivamo opet izraz $\Delta\vartheta_m$ prema relaciji (3028).

Krivulja zagrijavanja na slici 307. pokazuje da se u početku sva razvijena toplina skuplja u toplinskom kapacitetu vodiča i povisuje mu temperaturu brzinom koja odgovara nagibu tangente z. S porastom temperature prelazi sve veći dio topline na okolinu, čime se usporuje zagrijavanje vodiča. Napokon se u stacionarnom stanju sva razvijena toplina predaje okolini, a temperatura vodiča $\vartheta_0 + \Delta\vartheta_m$ ostaje konstantna.

33. ZAGRIJAVANJE U INTERMITIRANOM POGONU

Promatrajmo homogeni vodič koji je *intermitirano* opterećen konstantnom strujom I_i. Intervali opterećenja t_r i pauze bez struje t_0 neka se pravilno izmjenjuju, kako je prikazano na slici 308. U tom se slučaju nadtemperatura vodiča



Sl. 308. Zagrijavanje u intermitiranom pogonu

$\Delta\vartheta$ vremenski mijenja prema prikazanoj stepenastoj crti $0-1-2-3-4\ldots$. Njezini se dijelovi dobivaju usporednim vodoravnim pomakom isprekidano označenih krivulja, koje odgovaraju procesu trajnog zagrijavanja, odnosno hlađenja. Iz slike vidimo da je stacionarno zagrijavanje intermitiranog pogona $\Delta\vartheta_i$ općenito niže od stacionarnog zagrijanja trajnog pogona $\Delta\vartheta_m$.

Da bi se vodič i u *trajnom pogonu* zagrijao do iste granice $\Delta\vartheta_i$, trebalo bi ga prema slici 308. opteretiti ekvivalentnom trajnom strujom I_{et}, koja je manja od struje intermitiranog pogona I_i. Kako je prema relaciji (3028) stacionarno zagrijavanje proporcionalno kvadratu struje, to omjer

$$\varkappa = \frac{\Delta\vartheta_m}{\Delta\vartheta_i} = \frac{I_i^2}{I_{et}^2} \tag{3029}$$

pokazuje koliko se puta aparat u intermitiranom pogonu može jače opteretiti nego u trajnomu. Taj se omjer naziva »*preopteretivost*«.

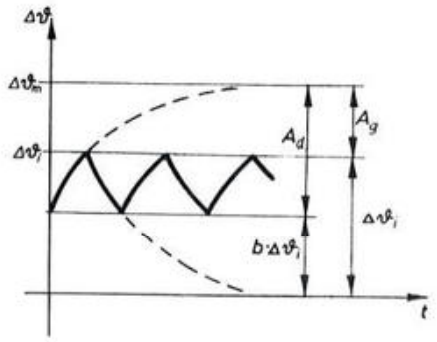
Za šiljke stepenaste crte na slici 308. dobivaju se na temelju jednadžbi (3025) i (3027) konstantni omjeri:

$$\frac{B_2}{B_1} = \frac{B_4}{B_3} = \frac{B_{2n}}{B_{2n-1}} = e^{-\frac{t_0}{\tau}} = b.$$

Pri tome je

$$\left.\begin{aligned} A_n + B_n &= \Delta\vartheta_m \\ \lim_{n\to\infty} B_{2n-1} &= \Delta\vartheta_i \\ \lim_{n\to\infty} B_{2n} &= b\,\Delta\vartheta_i. \end{aligned}\right\} \qquad (3031)$$

To znači da su u stacionarnom stanju šiljci stepenaste crte na dva vodoravna pravca kako je prikazano na slici 309. Analogno relaciji (3030) možemo, dakle, pisati



Sl. 309. Stacionarno stanje intermitiranog pogona

$$a = \frac{A_g}{A_d} = \frac{\Delta\vartheta_m - \Delta\vartheta_i}{\Delta\vartheta_m - b\Delta\vartheta_i},$$

i prema tome

$$\varkappa = \frac{\Delta\vartheta_m}{\Delta\vartheta_i} = \frac{1 - ab}{1 - a},$$

odnosno

$$\varkappa = \frac{1 - e^{-\frac{t_c}{\tau}}}{1 - e^{-\frac{t_r}{\tau}}}. \qquad (3032)$$

Pri tome je

$t_c = t_r + t_0$ — trajanje ciklusa,

τ — vremenska konstanta.

U raznim specijalnim slučajevima poprima faktor $\varkappa$ ove vrijednosti:

$t_0 \to 0$, odnosno $\frac{t_r}{t_c} \to 1$ . . . . . $\varkappa = 1$,

$$\frac{t_c}{\tau} \to 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad \varkappa = \frac{t_c}{t_r},$$

$$t_0 \to \infty \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad \varkappa = \frac{1}{1 - e^{-\frac{t_r}{\tau}}},$$

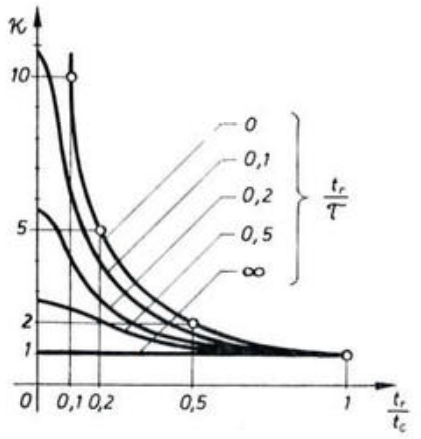
$$t_0 \to \infty, \ \frac{t_r}{\tau} \to 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad \varkappa = \frac{\tau}{t_r},$$

$$\frac{t_r}{\tau} \to \infty \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad \varkappa = 1,$$

$$\frac{t_r}{\tau} \to 0, \ \frac{t_c}{t_r} = \text{konačno} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad \varkappa = \frac{t_c}{t_r}.$$

Na temelju relacije (3032) predočena je na slici 310. preopteretivost $\varkappa$ kao funkcija omjera t_r/t_c za različite vrijednosti parametra t_r/τ ako se uzme u obzir da je

$$\frac{t_c}{\tau} = \frac{t_c}{t_r} \cdot \frac{t_r}{\tau}.$$



Sl. 310. Preopteretivost aparata u intermitiranom pogonu

Vidimo da se aparat može u intermitiranom pogonu to jače preopteretiti što su manji omjeri t_r/τ i t_r/t_c, odnosno što su veće vremenska konstanta i intermitencija.

Termičko naprezanje u intermitiranom pogonu mjerodavno je za dimenzioniranje raznovrsnih otpornika, pokretača i sl. Zbog vrlo složenih odnosa (varijabilnosti specifičnih otpora, koeficijenata prijelaza topline itd.) ne mogu se teoretskim proračunom dovoljno točno obuhvatiti svi faktori, zato se u praksi oslanjamo na empirijske tablice opterećenja za razne provodne materijale, načine ugradnje, vrste hlađenja itd.

3 4. ZAGRIJAVANJE HOMOGENIH VODIČA U KRATKOM SPOJU

Za naprezanje aparata u slučaju kratkog spoja bitno je naglo zagrijavanje njegovih strujnih krugova (namota okidača, rastalnica osigurača itd.). S obzirom na vrlo kratko trajanje tih pojava može se zanemariti prijelaz topline na okolinu, tj. smatrati $\alpha = 0$. Na taj način jednadžba zagrijavanja (3024) poprima oblik

$$\frac{\mathrm{d}\vartheta}{\mathrm{d}t} = \frac{I^2 \varrho}{c_v S^2} = \Gamma^2 \frac{\varrho}{c_v}, \tag{3033}$$

gdje je

$\Gamma = \frac{I}{S}\left(\frac{\mathrm{A}}{\mathrm{m}^2}\right)$ – gustoća struje u vodiču.

Uz konstantne veličine Γ i $\frac{\varrho}{c_v}$ dobiva se rješenje

$$\vartheta - \vartheta_0 = \Gamma^2 \frac{\varrho}{c_v} \cdot t, \tag{3034}$$

po kojem bi temperatura rasla linearno s vremenom. No, gustoća struje je općenito neka funkcija vremena $\Gamma(t)$, a zbog jakih zagrijavanja u kratkom spoju treba uzeti u obzir i ovisnost omjera $\frac{\varrho}{c_v}$ o temperaturi prema aproksimativnoj relaciji

$$\frac{\varrho}{c_v} = \frac{\varrho_0}{c_{v0}}(1 + \bar{\alpha}\vartheta). \tag{3035}$$

Pri tome je

$\bar{\alpha}\left(\frac{1}{^\circ\mathrm{C}}\right)$ – temperaturni koeficijent otpora.

Ako to uvrstimo u jednadžbu (3033), dobivamo

$$\frac{\mathrm{d}\vartheta}{\mathrm{d}t} = \Gamma^2(t) \cdot \frac{\varrho_0}{c_{v0}}(1 + \bar{\alpha}\vartheta), \tag{3036}$$

odnosno

$$\int_0^{\vartheta} \frac{\mathrm{d}\vartheta}{1 + \bar{\alpha}\vartheta} = \frac{\varrho_0}{c_{v0}} \int_0^{t} \Gamma^2(t)\,\mathrm{d}t = \frac{\varrho_0}{c_{v0}} \cdot F(t). \tag{3037}$$

Rješenje glasi

$$\vartheta = \frac{1}{\bar{\alpha}}\left(\mathrm{e}^{\frac{\bar{\alpha}\varrho_0}{c_{v0}} \cdot F(t)} - 1\right). \tag{3038}$$

Vidimo da temperatura raste po eksponencijalnoj funkciji, dakle brže nego što pokazuje linearna jednadžba (3034).

Za osigurače se može približno pretpostaviti da *izmjenična struja kratkog spoja* do časa pregaranja rastalnice *raste linearno s vremenom*, pa je gustoća struje

$$\Gamma(t) = a \cdot t, \tag{3039}$$

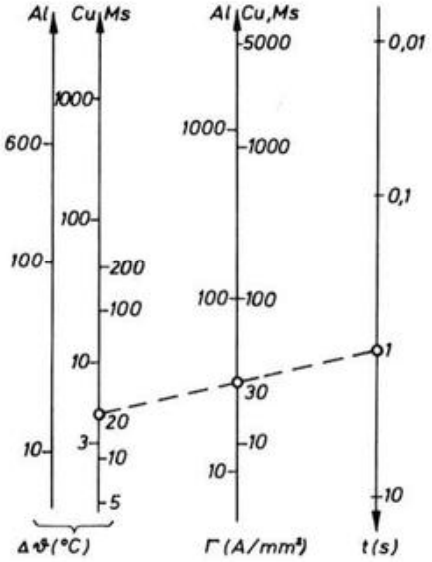
i prema tome

$$F(t) = \int_0^t \Gamma^2(t)\,\mathrm{d}t = \int_0^t (a\,t)^2\,\mathrm{d}t = \frac{a^2}{3}t^3. \tag{3040}$$

U tom slučaju poprima relacija (3038) oblik

$$\vartheta = \frac{1}{\overline{\alpha}}\left(\mathrm{e}^{\frac{\overline{\alpha}\varrho_0 a^2}{3c_{v0}}\cdot t^3} - 1\right). \tag{3041}$$

Ako u vodiču teče istosmjerna struja, ili izmjenična struja konstantne efektivne vrijednosti, te ako zagrijavanje traje bar nekoliko poluperioda, mogu se za grubu procjenu zagrijanja upotrijebiti nomogrami. Jedan takav nomogram za



Sl. 311. Nomogram zagrijavanja vodiča u kratkom spoju. Primjer očitanja za mjed (Ms): $\Gamma = 30\ \mathrm{A/mm^2}$ nakon $t = 1$ s daje $\Delta\vartheta = 20°\mathrm{C}$

aluminij, bakar i mjed prikazuje slika 311. Isprekidani pravac ilustrira primjer očitavanja za mjed (Ms): gustoća struje $\Gamma = 30\ \mathrm{A/mm^2}$ povisuje nakon vremena $t = 1\,\mathrm{s}$ temperaturu za iznos $\Delta\vartheta = 20\,°\mathrm{C}$.

35. NAPREZANJE KONTAKATA U KRATKOM SPOJU I NORMALNOM POGONU

Za praksu je važno da se odredi najveća *dopustiva udarna struja kratkog spoja* I_u koju zatvoreni kontakti mogu termički podnijeti bez međusobnog zavarivanja. Točna računska analiza postaje u tom slučaju vrlo složena s obzirom na promjenljivost specifičnog otpora s temperaturom.

Kako je temperatura dodirnog mjesta ϑ_K, uzrokovana udarnom strujom, razmjerna Jouleovim gubicima u vremenu prvog poluvala struje $T/2$, možemo je odrediti relacijom

$$\vartheta_K = K \cdot \frac{T}{2} \cdot I_u^2 \cdot R_K. \tag{3042}$$

Ako zanemarimo promjenljivost specifičnog otpora, i uz pretpostavku $\varkappa = 1$, možemo veličinu R_K na temelju jednadžbe (2017) prikazati u obliku

$$R_K = \frac{C}{F_K}.$$

Iz posljednjih dviju relacija i uvjeta da ϑ_K ne prekorači maksimalnu dopuštenu temperaturu ϑ_m za određeni materijal, slijedi

$$\vartheta_K = K \cdot \frac{T}{2} \cdot I_u^2 \cdot \frac{C}{F_K} \leq \vartheta_m.$$

Prema tome je potreban kontaktni pritisak

$$F_K \geqq \frac{KCT}{2\vartheta_m} \cdot I_u^2, \tag{3043}$$

odnosno

$$F_K \geqq k_u \cdot I_u^2. \tag{3044}$$

Analogna se relacija dobije i kad se uzme u obzir slabljenje kontaktnog pritiska zbog elektrodinamičkog djelovanja struje kratkog spoja. U poglavlju 54. (formule 5035 i 5037) bit će pokazano da prolaz udarne struje I_u kroz zatvorene kontakte stvara među njima odbojnu silu

$$F_d = k_d \cdot I_u^2,$$

koja je proporcionalna kvadratu struje. Prema tome je potrebna sila kontaktnog pera

$$F_p = F_K + F_d \geq (k_u + k_d) I_u^2, \tag{3045}$$

Prema Bujlovu [5] mogu se za različite kombinacije kontaktnih materijala odabrati empirijske vrijednosti koeficijenta k_u koje su u tablici 312.

Tabl. 312. Vrijednosti koeficijenta k_u

materijal	k_u (kp/kA^2)
bakar – mjed (Cu – Ms)	$6{,}9 \cdot 10^{-2}$
bakar – bakar (Cu – Cu)	$6{,}0 \cdot 10^{-2}$
bakar – željezo (Cu – Fe)	$4{,}35 \cdot 10^{-2}$
aluminij – mjed (Al – Ms)	$3{,}9 \cdot 10^{-2}$

Kesselring [3] navodi za bakrene kontakte analognu formulu

$$I_u \leqq 4\sqrt{F_K} \tag{3046}$$

$$(I_u \ldots \text{kA},\ F_k \ldots \text{kp}),$$

koja odgovara jednadžbi (3044) ako je

$$k_u = \frac{1}{4^2} = 6{,}25 \cdot 10^{-2}\ \mathrm{kp/kA^2}.$$

To se približno podudara s podatkom tablice 312. za kombinaciju Cu – Cu.

Već je spomenuto da se u elektrotehničkim propisima termička otpornost kontakata u kratkom spoju definira tzv. *kratkotrajnom strujom* (ili *termičkom graničnom strujom*) I_K. To je efektivna vrijednost konstantne izmjenične struje koju zatvoreni kontakti izdrže bez štete u vremenu 1 sekunde. I za taj se slučaj opterećenja može potreban kontaktni pritisak odrediti formulom

$$F_K \geqq k_K \cdot I_K^2, \tag{3047}$$

koja je analogna relaciji (3044).

U normalnom su *pogonu* kontakti opterećeni *trajnom strujom* konstantne efektivne vrijednosti I. Njihovo je zagrijavanje ϑ_K u tom slučaju približno proporcionalno toplinskoj snazi $I^2 R_K$ koja se razvija u kontaktnom otporu:

$$\vartheta_K = a \cdot I^2 R_K. \tag{3048}$$

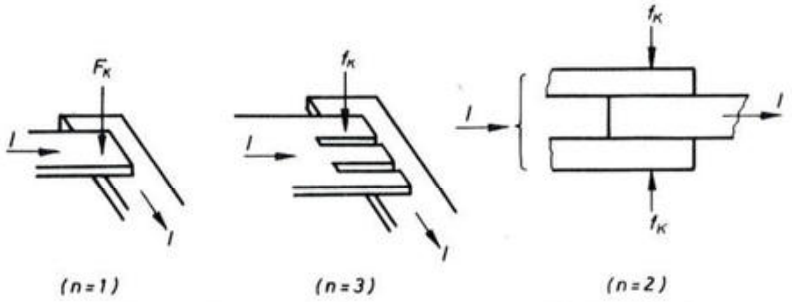
Karakter te funkcionalne veze odgovara relaciji (3042), pa se kao rezultat dobiva potreban kontaktni pritisak

$$F_K \geqq k \cdot \frac{I^2}{\vartheta_m}, \tag{3049}$$

razmjeran omjeru kvadrata struje i dopuštenog stacionarnog zagrijanja ϑ_m, slično formuli (3043).

36. PRAKTIČNA IZVEDBA I TERMIČKA KONTROLA PROVODNIH KONTAKATA

Formule (2017), (3044) i (3047) pokazuju da se problem termičke otpornosti kontakata, bilo u normalnom pogonu ili u kratkom spoju, svodi na postizanje visokog specifičnog kontaktnog pritiska u kp/kA. Radi toga treba dovoljno povećati tlačnu silu F_K, ili dovoljno smanjiti struju po dodirnom mjestu (tj. povećati broj dodirnih mjesta), što je općenito jednostavnije.



Sl. 313. Povećanje termičke otpornosti kontakata

Ako prema slici 313. kontakt podijelimo na segmente i time stvorimo n dodirnih mjesta s jednakim pritiskom prolazi kroz svako od njih samo n-ti dio ukupne struje I, tj.

$$i = \frac{I}{n}. \tag{3050}$$

Da ne bi došlo do prekomjernog ugrijavanja, potreban je u slučaju punoga kontakta s jednim dodirnim mjestom ($n = 1$) najmanji pritisak

$$F_K = k \cdot I^2. \tag{3051}$$

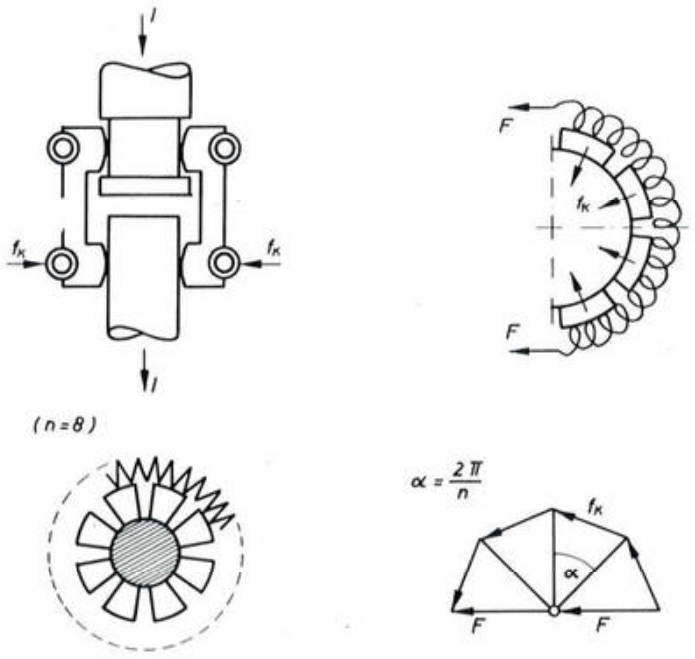
Analogno je za svaki segment potreban parcijalni pritisak

$$f_K = k \cdot i^2 = k \cdot \left(\frac{I}{n}\right)^2 = \frac{F_K}{n^2}, \tag{3052}$$

koji se smanjuje s kvadratom broja segmenata. To, dakako, vrijedi samo uz pretpostavku da je odvod topline iz svakog segmenta ostao jednak odvodu iz masivnog kontakta. Ako su, naprotiv, toplinski kapacitet, presjek vođenja topline ili rashladna površina pojedinog segmenta smanjeni s obzirom na puni kontakt, postaje njegov odvod topline općenito m puta manji, a potreban parcijalni pritisak toliko puta veći, tj.

$$f_K = \frac{m}{n^2} \cdot F_K, \qquad m > 1. \tag{3053}$$

Slika 314. prikazuje često upotrebljavani *tulipanski kontakt* koji se dobiva podjelom šupljeg cilindra na radijalne segmente. Svaki segment može imati posebno tlačno pero, ili pak svi mogu biti obuhvaćeni zajedničkim vlačnim perom,



Sl. 314. Pritisak na segmentima tulipanskoga kontakta

kao u navedenoj slici. Ako je F vlačna sila napetog pera, dolazi na svaki segment tlačna sila

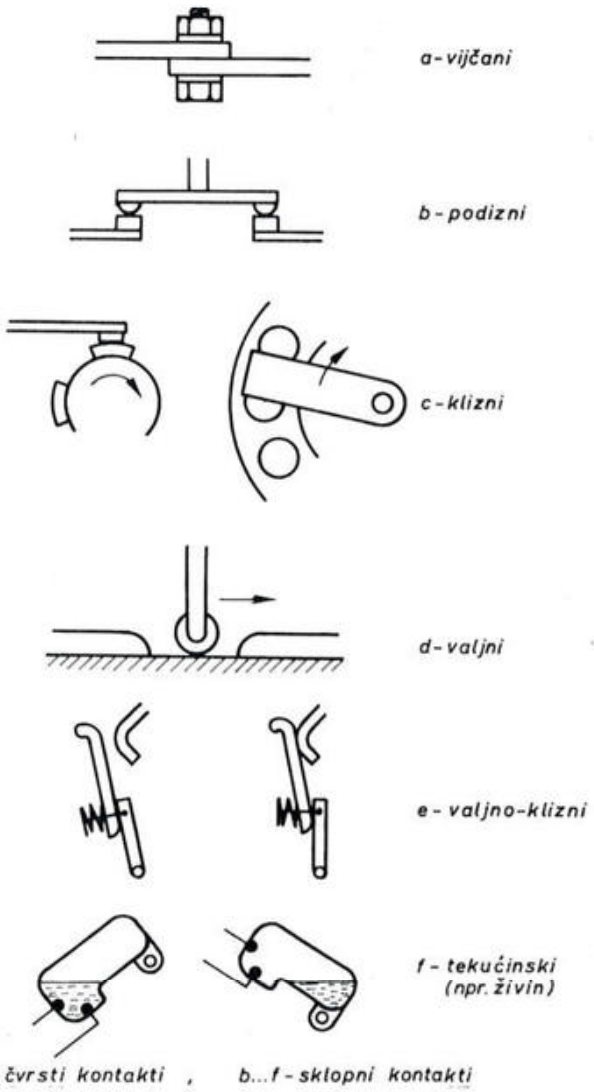
$$f_K = F \cdot 2\sin\frac{\alpha}{2} = 2F \cdot \sin\frac{\pi}{n}.$$

Termička kontrola pripada tipnim ispitivanjima jer je prilično dugotrajna pa se stoga ne može vršiti na svakom proizvedenom aparatu. Ona se u serijskoj proizvodnji nadomješta kontrolom pada napona na kontaktima. Između zagrijanja $\Delta\vartheta$ i pada napona ΔU postoji uzajamna veza koja se određuje mjerenjem obiju veličina pri tipnom ispitivanju.

Za približnu orijentaciju može se uzeti [6] da kod srebrnih i bakrenih kontakata vrijedi relacija

$$\Omega\vartheta/\Omega U \approx 1\ \mathrm{K/mV} \qquad (3054)$$

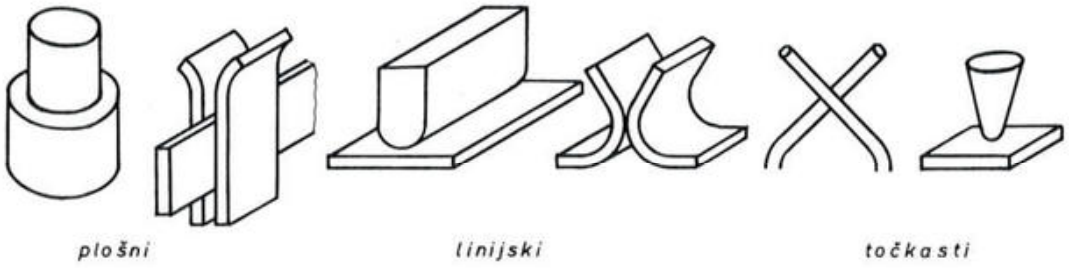
ako je pad napona u granicama od 20 do 50 mV. U normalnom pogonu pad napona je na vijčanim kontaktima (zbog velikog pritiska) oko 2 mV, a na sklopnim kontaktima 10 – 50 mV. Pri kritičnoj vrijednosti od približno 400 mV, koja



Sl. 315. Izvedbe kontakta s obzirom na način gibanja

odgovara temperaturi oko 1 000 °C, dolazi prema tablici 212. do taljenja kontakata od Ag i Cu. Slika 315. prikazuje nekoliko tipova kontakata s obzirom na način gibanja kontaktnih dijelova.

U starim konstrukcijama susrećemo pretežno glomazne plošne kontakte kod kojih se težilo da se smanji gustoća struje pomoću velike (prividne) dodirne plohe. Nasuprot tome, nailazimo u modernim aparatima sve više na linijske i točkaste kontakte, gdje se kontaktni otpor smanjuje pomoću dovoljno velikog pritiska (v. sl. 316).



Sl. 316. Izvedbe kontakta s obzirom na oblik dodirne plohe

U tablici 317. informativno je navedeno nekoliko vrijednosti nazivne struje po jedinici kontaktnog pritiska za razne pogonske slučajeve.

Tabl. 317. Strujna opteretivost kontakta u ovisnosti o pritisku

Vrsta kontakta	učestalost sklapanja	A po dodirnom mjestu	A/kp
Ag/Ag u zraku	mala	≦ 100	70
Cu/Cu u zraku	velika mala		36 18
Cu/Ms u ulju	mala	200	25
Cu/Cu posrebreni, u zraku	mala	600	10

Navedene će vrijednosti varirati s konstruktivnom izvedbom kontakta (podizni, klizni) i svojstvima materijala u njihovoj blizini (izolacije, opruge itd.).

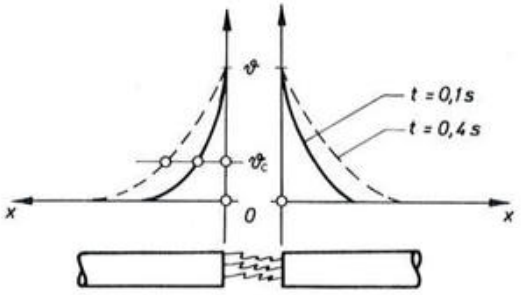
Iz dosadašnjih izlaganja možemo zaključiti da je osnovni kriterij za izbor padova napona i kontaktnih pritisaka u aparatu zagrijavanje pojedinih njegovih dijelova u pogonu.

37. ZAGRIJAVANJE KONTAKATA ZBOG ELEKTRIČNOG LUKA

Kratkotrajan električni luk koji se javlja među kontaktima aparata pri uklapanju ili prekidanju zagrije njihove čeone plohe gotovo trenutno do vrlo visoke temperature ϑ_L. Pretpostavimo da se radi o cilindričnim kontaktima s ravnim čeonim plohama prema slici 318.

S obzirom na vrlo visoku temperaturu luka zanemarit ćemo okolnu temperaturu ($\vartheta_0 = 0$) i utjecaj Jouleovih gubitaka ($I^2 \varrho = 0$), a zbog vrlo kratkog trajanja procesa i prijelaz topline na okolinu ($\alpha = 0$). Time otpadaju dva člana diferencijalne jednadžbe (3008), pa se ona pretvara u izraz

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \frac{\lambda}{c_V} \cdot \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2}. \tag{3055}$$



Sl. 318. Utjecaj električnog luka na temperaturu kontakta

Njegovo rješenje mora udovoljiti ovim graničnim uvjetima:

uz $t = 0$ $\quad \vartheta = \vartheta_0 = 0$ za svako $x > 0$,
uz $t = \infty$ $\quad \vartheta = \vartheta_L$ za svako x,
uz $x = 0$ $\quad \vartheta = \vartheta_L$ za svako t.

Uz te se uvjete dobiva za prostorno-vremensku razdiobu temperature relacija

$$\left.\begin{aligned} \vartheta &= \vartheta_L \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \mathrm{e}^{-z^2} \, \mathrm{d}z\right) \\ z &= \frac{x}{2k\sqrt{t}}, \qquad k = \sqrt{\frac{\lambda}{c_v}}. \end{aligned}\right\} \tag{3056}$$

Za širenje topline u materijalu kontakta zanimljiv je pad temperature $\frac{\partial \vartheta}{\partial x}$ na mjestu $x = 0$. Derivacijom po x jednadžbe (3056) dobivamo

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial x} = -\vartheta_L \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{2k\sqrt{t}} \cdot \mathrm{e}^{-\frac{x^2}{4k^2 t}}, \tag{3057}$$

što za $x = 0$ daje

$$\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial x}\right)_{x=0} = -\frac{\vartheta_L}{k\sqrt{\pi t}}. \tag{3058}$$

Kako je temperatura visoka, a trajanje luka kratko (veliko ϑ_L, malo t), pad je temperature u okolini luka vrlo velik, stoga su točke u maloj udaljenosti od čeone plohe već na niskoj temperaturi. To se vidi iz oblika krivulja temperature

na slici 318. Spomenimo za ilustraciju [3, str. 78] da bakreni kontakti pri temperaturi luka $\vartheta_L = 1\,000\,°C$ nakon vremena $t = 0{,}1$ s već na udaljenosti $x = 1$ cm imaju temperaturu $\vartheta = 20\,°C$. U tom je, dakle, slučaju čitav pad temperature praktički ograničen na prostor od 1 cm.

Da bismo bolje shvatili brzinu širenja topline, promatrajmo kako se odnose vremena t_1 i t_2, za koja dvije različite točke kontakta x_1 i x_2 poprimaju jednaku temperaturu:

$$\vartheta(x_1, t_1) = \vartheta(x_2, t_2). \tag{3059}$$

Iz tog uvjeta i jednadžbe (3056) slijedi

$$\frac{t_1}{t_2} = \frac{x_1^2}{x_2^2}. \tag{3060}$$

Pomoću te se relacije može na temelju jedne poznate krivulje $\vartheta(x)$ uz $t = t_1$ nacrtati krivulja temperature za bilo koje drugo vrijeme $t = t_2$. Na slici 318. odnose se apscise točaka jednake temperature kao $x_1 : x_2 = \mathrm{AB} : \mathrm{AC} = 1 : 2$ jer se odabrana vremena odnose kao $t_1 : t_2 = 1 : 4$.

4. NAPREZANJA IZOLACIJE

Izolacija aparata mora biti tako dimenzionirana da pri djelovanju električnog napona u različitim pogonskim uvjetima ispunjava dva zadatka:

1. da spriječi *odvod* primjetljivih količina energije,
2. da spriječi *proboj* ili *preskok* električnog luka.

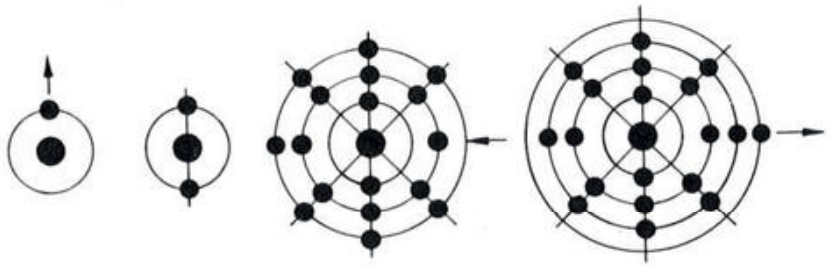
Prvom se uvjetu udovoljava pomoću *izolacijskih* svojstava izolatora, a drugom pomoću *dielektričnih.*

Za izolacijska je svojstva mjerodavan električni otpor izolatora. Dugo se smatralo (naročito u području niskih napona) da je to jedina važna karakteristika izolatora, te da je određenim brojem megoma osigurana njegova funkcija u pogonu. S prelaskom na visoke napone doskora se pokazalo da dielektrični zahtjevi uvjetuju takve kvalitete i dimenzije izolatora da se već tim postižu potrebna izolacijska svojstva. To jednako vrijedi i s obzirom na ekonomičnost pogona i sigurnost osoblja. Što se tiče ekonomičnosti, mogu se gubici energije zbog vodljivosti izolacije zanemariti prema ostalim gubicima. Sigurnost osoblja zahtijeva izolaciju od 1 do 2 MΩ/kV, jer se smatra da struje do 1 mA ne mogu biti štetne za ljudsko tijelo. Upotrebom danas uobičajenih materijala postižu se, međutim, mnogo veće izolacijske vrijednosti.

Pri gradnji električnih aparata susrećemo se s krutim, tekućim i plinovitim izolacijama. Osim spomenutih »pasivnih« funkcija (sprečavanje odvoda i proboja), preuzimaju izolacijski materijali u aparatima i »aktivne« funkcije, koje su bitne za djelovanje aparata (gašenje luka u prekidačima i osiguračima, reagiranje u odvodnicima prenapona).

simetriji, kod nesimetričnih se atoma vrlo lako zbivaju promjene u vanjskoj ljusci. Zato elementi s vrlo slabo popunjenom ljuskom (npr. kalij samo s jednim vanjskim elektronom) lako otpuštaju elektrone s vanjske ljuske, dok atomi gotovo popunjene ljuske (npr. klor sa sedam vanjskih elektrona) lako

primaju u svoj sastav strane elektrone. Prvi se time pretvaraju u pozitivne ione, a drugi u negativne. To se naročito događa u tekućem i krutom stanju, gdje je međusobno djelovanje susjednih atoma mnogo jače. Za grubu aproksimaciju električnih svojstava može se reći da su od atoma sa slabo popunjenom vanjskom ljuskom, koji otpuštanjem stvaraju slobodne elektrone, građeni vodiči. (I vodik ima metalna svojstva.) Naprotiv, od atoma gotovo popunjene ljuske građeni su izolatori.



Sl. 401. Ilustracija električnih svojstava pomoću Bohrovih atomskih modela

Prekomjerno pojačavanje električnog polja u nekom izolatoru uzrokuje razorno izbijanje, koje se očituje u prolazu iskre ili luka kroz izolator. Tu pojavu nazivamo *proboj*. Negdje se ona naziva i preskok ako se želi posebno istaknuti da se ne događa u krutom izolatoru, već u tekućem ili plinovitom. Prema pojavama u izolatoru koje nastaju prije proboja razlikujemo električni i termički proboj.

Električni se proboj osniva na ubrzavanju slobodnih elektrona, koje u malom broju sadrži svaki izolator, naročito plinoviti. Oni sudarom izbijaju daljnje elektrone iz atoma te na taj način stvaraju ione i nove slobodne elektrone. Broj nabijenih čestica brzo raste i stvara vodljive staze u izolatoru, što konačno uzrokuje iskru.

Termički se proboj temelji na činjenici da zagrijavanje povećava vodljivost materijala smanjujući trenje iona, kojih u određenoj mjeri ima u svakom izolatoru. Sporim kretanjem iona pod utjecajem polja nastaje slaba odvodna struja, koja zajedno s ostalim gubicima zagrijava izolator. Time se opet pojačava odvodna struja, koja dalje povisuje temperaturu, i čitav se proces pojačava poput lavine. Zbog nehomogenosti materijala pojava se koncentrira na određena mjesta, gdje dolazi do proboja.

U *plinovitim* je dielektricima proboj *uvijek električni*, a u *tekućinama* i *krutima najčešće* je *termički*. Izuzetak nastaje kod naročito čistih krutih materijala, ili pri tako naglim porastima napona da ne preostaje dovoljno vremena za razvoj topline.

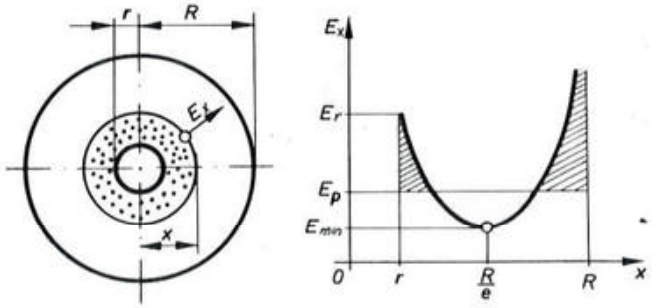
Mjerilo za otpornost nekog materijala protiv proboja je njegova *probojna čvrstoća* E_p (V/m). Ona je određena jakošću električnog polja u promatranom izolatoru pri kojoj nastaje proboj.

Proboj odnosno preskok u tekućinama i plinovima uz površine krutih izolatora naziva se *kliznim preskokom*.

42. PRESKOK U ZRAKU

Promatrajmo u tami dva zrakom izolirana vodiča među kojima postepeno raste električni napon. Opazit ćemo da pri određenoj visini napona nastaje *tinjavo izbijanje* koje se očituje kao plavkasto svjetlo uz površinu vodiča praćeno lakim zujanjem. Povisujemo li dalje napon, pojačava se tinjanje i mjestimično prelazi u *pramenasto izbijanje*. Ono se očituje u vlaknastim pramenovima koji izlaze iz površine elektroda (sitne izbočine ili šiljci), a završavaju u slobodnom prostoru, ne dopirući do susjedne elektrode. Napokon, pri još višem naponu doći će do *preskoka*, pri čemu će između obaju vodiča preskočiti iskra ili luk uz jak prasak.

Tinjavo izbijanje odgovara lokalnom preskoku zraka. Ono znatno ionizira okolinu i smanjuje njezinu probojnu čvrstoću. Uz to, osim ozona, stvara dušičnu kiselinu koja nagriza organske izolacije (npr. papir) i metalne vodiče (bakar, mjed). Zato treba aparate tako dimenzionirati da u normalnom pogonu ne dođe do tinjavog izbijanja. Ne bi, međutim, bilo ekonomično da se ono ne dopusti i pri višim, posebno ispitnim naponima.



Sl. 402. Proces tinjanja među koaksijalnim elektrodama

Tinjava zona uz površinu elektrode sadrži *prostorni električni naboj*. Vodljivost tog sloja djeluje tako kao da su se dimenzije elektrode proširile do granice prostornog naboja i time nužno promijenile oblik električnog polja. U homogenom će polju tinjavo izbijanje redovito uzrokovati neposredan preskok. U nehomogenom polju može ono i povoljno djelovati tako da povećava njegovu homogenost. To se može razabrati na primjeru koaksijalnih cilindričnih elektroda radija r i R prema slici 402. Ako je među elektrodama napon U, iznosi jakost polja na granici tinjave zone radija x:

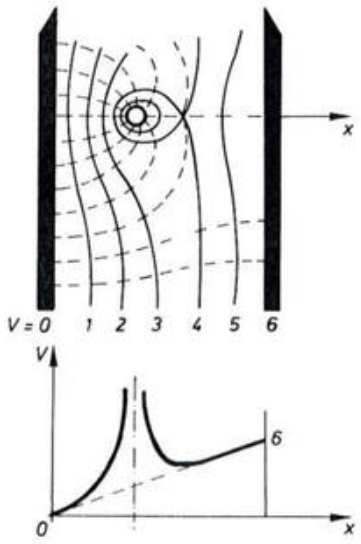
$$E_x = \frac{U}{x \cdot \ln \frac{R}{x}}. \tag{4001}$$

Ona poprima minimalnu vrijednost $E_{\min} = U \cdot e/R$ kad je $x = R/e$ ($e = 2{,}718\ldots$). Dijagram na slici prikazuje jakost polja E_x kao funkciju radija tinjave zone x. Do tinjavog izbijanja mora doći ako je polje na unutrašnjoj elektrodi E_r veće od probojne čvrstoće zraka E_p (oko 26 kV/cm). Dok je $r < \frac{R}{e}$, točka E_r je lijevo od minimuma. To znači da će sa širenjem tinjavog sloja opadati jakost polja na

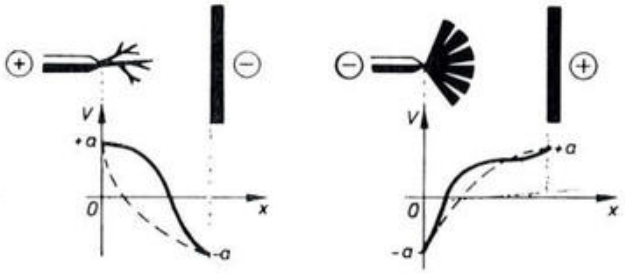
njegovoj površini dok se ne uspostavi ravnoteža s probojnom čvrstoćom E_p. Ako je, naprotiv, $r > \frac{R}{e}$ (točka E_r desno od minimuma), ili ako je zbog visokog napona U tjeme krivulje E_{min} iznad vrijednosti E_p, mora tinjavo izbijanje uzrokovati preskok.

Unutar tinjave zone događa se ionizacija sudarom. Brzina naboja izvan granica te zone nije više dovoljna da ionizira atome zraka.

Pojava prostornih naboja može znatno iskriviti oblik polja i mjestimično uzrokovati vrlo visoka naprezanja izolacije. To se jasno razabire na primjeru slike 403, koja prikazuje utjecaj točkastog naboja na homogeno polje među usporednim oblogama pločastog kondenzatora. U dijagramu prostorne razdiobe potencijala $V(x)$ isprekidanom je crtom označena prvobitna linearna razdioba, a



Sl. 403. Deformacija homogenog električnog polja točkastim prostornim nabojem



Sl. 404. Utjecaj polariteta na probojni napon

puna se crta odnosi na nehomogeno polje duž osi x kondenzatora, nastalo djelovanjem pozitivnog točkastog naboja.

Poznato je da porast napona između šiljka i ploče dovodi prije do preskoka ako je šiljak pozitivan. Kad je šiljak negativan, postiže se viši probojni napon. I to se tumači utjecajem prostornih naboja, koji imaju različitu koncentraciju i brzinu ako je polaritet šiljaka različit. Dijagram na slici 404. pokazuje da se prvobitna razdioba potencijala $V(x)$, označena isprekidanom crtom, mijenja na različit način u zavisnosti od polariteta. Nagib puno izvučenih krivulja u području između granica prostornog naboja i ploče je strmiji ako je šiljak pozitivan. To znači da se i električno polje (gradijent potencijala) u tom slučaju pojačalo. Ako je šiljak pozitivan, kreću se elektroni iz slabijeg polja ploče prema sve jačem polju šiljka, ispred kojeg, zbog velike brzine, stvaraju pramen vodljivih kanala. I ti kanali djeluju kao šiljci, zato na njihovim krajevima nastaju novi izdanci, što ubrzo uzrokuje proboj.

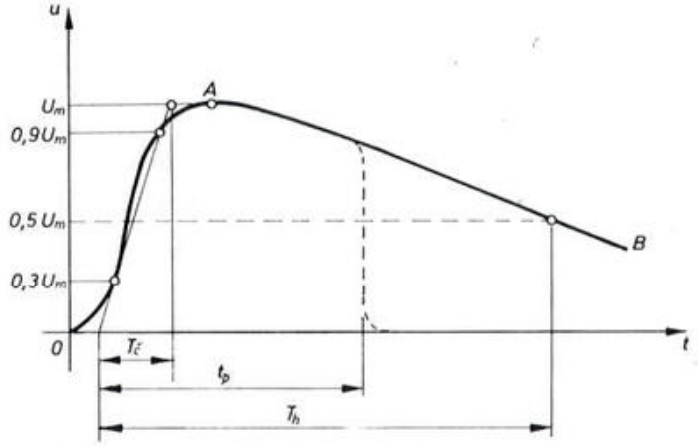
Zamijenimo li polaritet elektroda, elektroni se kreću iz jakog polja šiljka prema sve slabijem polju ploče, te izgube energiju za daljnju ionizaciju. Njihova

početna brzina nije dovoljna da se uz šiljak stvore kanali, kao u prvom slučaju, već izbijanje poprima oblik lepeze.

Probojna se čvrstoća plinova povećava s porastom tlaka, a smanjuje s porastom temperature i razmaka među elektrodama. Ako su razmak, tlak i temperatura jednaki, *probojni napon* ovisi o obliku elektroda (šiljci, kugle), koji utječe na oblik električnog polja. U praksi se za mjerne svrhe najčešće upotrebljavaju kuglasta iskrišta.

Dosadašnja izlaganja pokazuju da naprezanja izolacije zavise od velikog broja činilaca. Stoga je za pravilno rješenje neke konstrukcije većinom potrebno da se računske metode provjere i nadopune prikladnim ispitivanjima. Pri tome se oslanjamo na tzv. *zakon sličnosti*, prema kojem geometrijski slični rasporedi elektroda (po veličini, obliku i razmaku) imaju geometrijski slična električna polja i propuštaju jednaku struju uz jednaki narinuti napon. Ako se dimenzije iskrišta n puta smanje, a tlak zraka n puta poveća, ostaje napon paljenja nepromijenjen. Kod paralelnih pločastih elektroda odnosi se to samo na njihov razmak, a u kuglastih i na promjer kugala. Zapravo, morale bi n puta manje kugle imati i n puta finije obrađenu površinu.

Izolacija visokonaponskih aparata mora osim statičkih naprezanja zbog istosmjernih i izmjeničnih napona izdržati i *udarna* naprezanja uzrokovana atmosferskim prenaponima. Za potrebe ispitivanja određuju elektrotehnički propisi upotrebu *udarnog napona* 1,2/50 prema slici 405, koji je po obliku sličan valovima prenapona od udara groma. Njegov je oblik određen »trajanjem čela vala« $T_č = 1{,}2\ \mu s$ i »trajanjem hrpta vala« $T_h = 50\ \mu s$, a njegova se vrijednost izražava tjemenom vrijednošću napona U_m (kV) i polaritetom ($\pm$). U času preskoka t_p dolazi do sloma udarnog napona, kako je na slici crtkano označeno. Vrijeme t_p je to manje što je udarni napon viši, tj. što je veća strmina njegova uspona.



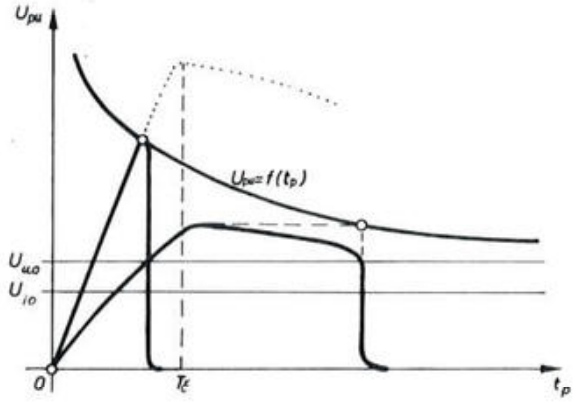
Sl. 405. Standardni oblik vala udarnog napona

Zato može nastati preskok bilo u kojoj točki vala: na čelu (dio 0A), u tjemenu (A) ili na hrptu (dio AB). Kao *probojni udarni napon* U_{pu} smatra se najveća postignuta ordinata udarnog vala do časa preskoka. Prema tome je $U_{pu} = u(t_p)$ ako se preskok dogodi na čelu vala, a $U_{pu} = U_m$ ako do preskoka dođe na hrptu vala. Vremensko zatezanje t_p sastoji se od vremena t_{p1}, koje je potrebno da započne proces ionizacije, i vremena t_{p2}, koje je potrebno da se taj proces razvije i pojača do intenziteta preskoka. Zatezanje t_{p1} tumači se time što je po zakonu vjerojatnosti potrebno određeno vrijeme da se među elektrodama nađe

dovoljno slobodnih elektrona za početak ionizacije. Ono znatno ovisi o »izlaznoj radnji« elektrona negativne elektrode, dakle i o materijalu elektroda. Krivulja $U_{pu} = f(t_p)$ naziva se *udarnom karakteristikom* ispitivanog objekta. Njezin je oblik prikazan na slici 406. U njoj su označene i dvije karakteristične veličine koje određuju *stupanj izolacije* nekog aparata: *podnosivi udarni napon* U_{u0} (prikazan asimptotom udarne karakteristike) i *podnosivi izmjenični napon* U_{i0}. To su najveća amplituda udarnog napona i najveća efektivna vrijednost jednominutnog sinusnog napona frekvencije 50 Hz, koje aparat podnosi bez preskoka, odnosno proboja. Omjer

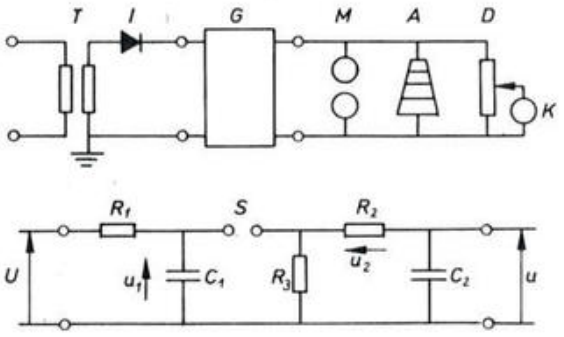
$$\frac{U_{u0}}{U_{i0}\sqrt{2}} \geqq 1 \tag{4002}$$

bit će to manji što su elektrode oblije.



Sl. 406. Udarna karakteristika

Pri laboratorijskim ispitivanjima udarni se naponi proizvode pomoću *udarnih generatora*. Slika 407. prikazuje načelnu shemu cjelokupnog ispitnog uređaja (gore) i generatora udarnih valova (dolje). Udarni generator G priključen je svojom ulaznom stranom na izvor istosmjernog napona U, koji se sastoji od transformatora T i ispravljača I. Izlazna mu je strana vezana na ispitivani aparat A te na mjerno iskrište M i djelilo napona D s katodnim oscilografom K, koji služe za kontrolu amplitude i oblika udarnog vala.



Sl. 407. Ispitivanje udarnim naponom

Četveropol u donjem dijelu slike prikazuje jedan od spojeva udarnih generatora pomoću kojih se na izlazu dobiva naponski val u željena oblika. On je istovjetan s naponom na izbojnom kapacitetu C_2, koji se veoma brzo nabija i sporo izbija.

Kad se relativno velik udarni kapacitet C_1 nabije kroz visokoomski otpor R_1 na određen napon U_0, preskoči iskra na serijskom iskrištu S. U tom se času počinje iz kondenzatora C_1 nabijati mnogo manji izbojni kapacitet C_2 kroz niskoomski prigušni otpor R_2, te mu napon naglo raste prema tjemenoj vrijednosti udarnog vala. Istodobno se kapaciteti C_1 i C_2 izbijaju kroz paralelni otpor R_3, ali mnogo sporije.

Označimo napon kondenzatora C_1 simbolom u_1, a protunapon na otporu R_2 simbolom u_2. Odabran pozitivni smisao pojedinih veličina pokazuju strelice na slici 407. Iz zakona ravnoteže napona $\Sigma u = 0$ za krug $C_1 - S - R_2 - C_2$ izlazi da je napon na kapacitetu C_2 određen razlikom

$$u = u_1 - u_2. \tag{4003}$$

Napon u_1 smanjuje se izbijanjem kapaciteta C_1 u krugu $C_1 - \mathrm{S} - \mathrm{R}_3$ po zakonu

$$u_1 = U_0 \cdot \mathrm{e}^{-\frac{t}{R_3 C_1}} \tag{4004}$$

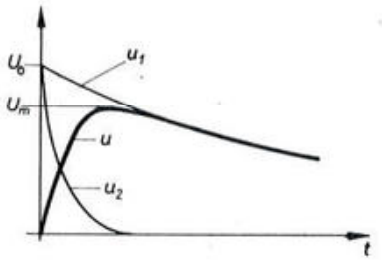
analogno relaciji (6164). Struju kojom se nabija kondenzator C_2 u krugu $C_1 - \mathrm{S} - R_2 - C_2$ (uz pretpostavku da je u tom kratkom intervalu $u_1 = U_0 =$ = konst.) određuje relacija

$$i_2 = -\frac{U_0}{R_2} \cdot \mathrm{e}^{-\frac{t}{R_2 C_2}}$$

analogna jednadžbi (6159). Protunapon $u_2 = -i_2 R_2$ ima, dakle, oblik

$$u_2 = U_0 \cdot \mathrm{e}^{-\frac{t}{R_2 C_2}}. \tag{4005}$$

To što je kapacitet C_1 preko otpora R_1 trajno vezan s izvorom napona U, praktički ne utječe na tok opisanih pojava. Zato veličine R_1 i nema u izvedenim formulama. Zbog velikog otpora R_1 nabija se, naime, kapacitet C_1 veoma sporo (nekoliko sekundi), pa se time uzrokovana promjena napona u kratkom vremenskom intervalu $T_č + T_h$ može zanemariti.



Sl. 408. Udarni val $u = u_1 - u_2$

Jednadžbe (4003), (4004) i (4005) mogu se sažeti u izraz

$$u = U_0\left(\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau_1}} - \mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau_2}}\right) \tag{4006}$$

s vremenskim konstantama

$$\tau_1 = R_3 C_1, \qquad \tau_2 = R_2 C_2, \tag{4007}$$

pri čemu je $\tau_1 \gg \tau_2$.

Grafički prikaz funkcija u_1, u_2 i u vidi se na slici 408. Ishodište $t = 0$ odgovara trenutku preskoka na iskrištu S. Kad se izbiju kapaciteti C_1 i C_2, iskra se gasi i cijeli se proces periodički ponavlja.

Učestalost uzastopnih naponskih udara regulira se promjenom otpora R_1 koji utječe na brzinu nabijanja. Željeni se *oblik vala* postiže prikladnim izborom veličina C_1, C_2, R_2, R_3 na temelju jednadžbi [21, str. 442]:

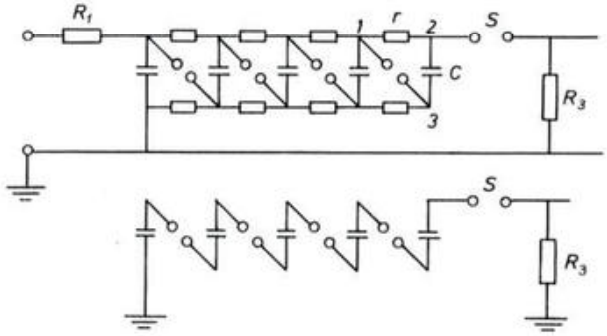
$$\left.\begin{aligned} T_č &\approx 2{,}5\, R_2 C_2 \cdot \frac{C_1}{C_1 + C_2} \\ T_h &\approx 0{,}72\, R_3 (C_1 + C_2) \\ T &\ldots \text{s},\ R \ldots \Omega,\ C \ldots F. \end{aligned}\right\} \qquad (4008)$$

Nakon preskoka iskre podešava se U_0 razmakom iskrišta S, a amplitudu vala određuje izraz

$$U_m = \eta \cdot U_0 = \frac{C_1}{C_1 + C_2} \cdot U_0. \qquad (4009)$$

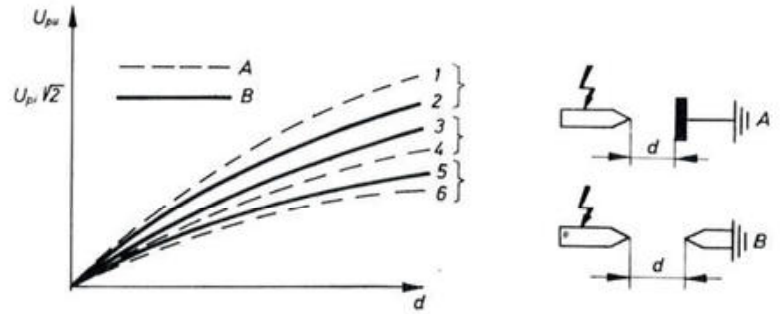
Veličina η je iskoristivost ispitnog uređaja. Za točniji račun treba u svim formulama kapacitetu C_2 pribrojiti kapacitet ispitivanog aparata.

Za dobivanje vrlo visokih udarnih napona služe *višestepeni udarni generatori*, kojih je udarni kapacitet C_1 sastavljen od niza kondenzatora c prema Marxovoj shemi na slici 409. Kondenzatori se paralelno nabijaju, a serijski izbijaju. Svaki



Sl. 409. Višestepeni udarni generator

se kondenzator c nabija na napon izvora, ali se prilikom izbijanja njihovi naponi zbrajaju, kako shematski prikazuje donji dio slike. Da u času proboja na iskrištima ne bi došlo do kratkog spajanja pojedinoga kondenzatora u krugu 1 – 2 – 3, ugrađeni su posebni otpornici r.



Sl. 410. Amplitude probojnih napona u zraku atmosferskog pritiska

Dijagram na slici 410. prikazuje amplitude probojnih napona među elektrodama u zraku atmosferskog pritiska kao funkcije oblika i razmaka elektroda. Njihove orijentacijske brojčane podatke sadrži tablica 411.

a) *Udarni probojni napon* U_{pu}

Krivulje 1–4 na slici 410. predočuju amplitude U_{pu} udarnoga probojnog napona oblika 1,2/50 s 50% proboja. Za određivanje pojedine točke treba napon udesiti na takvu konstantnu vrijednost da 50% svih uzastopnih udara uzrokuje proboj. Tako udešena vrijednost amplitude U_{pu} smatra se probojnim naponom. Mjeriti treba najmanje 10 udara i pri tome postići 4–6 proboja. Sličnih 10 udara pri malo višem naponu izaziva više od 50% proboja a pri nižem naponu manje.

Tabl. 411. Probojni napon (kV) među elektrodama u zraku za krivulje prema slici 410.

Vrsta elektroda i napona		Krivulja	d (mm)						
			200	400	600	1000	1500	2000	2500
A	U_{pu-}	1	210	400	570	900	1250	1600	1950
	U_{pu+}	4	105	210	315	520	780	1040	1300
	$U_{pi\sim}$	6	75	150	220	350	500	630	740
B	U_{pu-}	2	155	300	450	730	1050	1370	1690
	U_{pu+}	3	140	270	400	640	910	1180	1450
	$U_{pi\sim}$	5	75	150	225	360	530	700	860

U_{pu} – tjemeni udarni napon ± 1/50,
U_{pi} – efektivni izmjenični napon 50 Hz.

b) *Izmjenični probojni napon* U_{pi}

Krivulje 5 i 6 na slici 410. predočuju amplitude $U_{pi}\sqrt{2}$ izmjeničnoga probojnog napona 50 Hz. Za njihovo određivanje treba priključeni napon podizati određenom brzinom dok pri nekoj graničnoj vrijednosti ne nastane proboj, odnosno preskok. To se ponavlja najmanje 5 puta. Srednja vrijednost U_{pi} svih graničnih efektivnih iznosa smatra se probojnim naponom. (I to je u određenom smislu napon s 50% proboja. Ispod najnižega graničnog iznosa dobiva se 0%, proboja a iznad najvišeg 100%.)

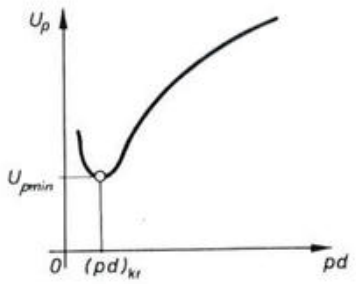
Krivulje na slici 410. vrijede za zrak atmosferskog pritiska. Ako je tlak viši, raste i probojni napon, koji se za plinove može općenito definirati *Paschenovim zakonom*

$$U_p = f(p \cdot d). \tag{4010}$$

Prema tom zakonu probojni napon ovisi o umnošku tlaka p i razmaka elektroda d. Karakter funkcije u području malih vrijednosti pd prikazuje slika 412. Vidimo da pri nekoj kritičnoj vrijednosti $(pd)_{kr}$ krivulja ima izrazit minimum, što znači da ispod određene vrijednosti napona $U_{p\min}$ ne može doći do proboja

ma kako bio malen tlak ili razmak elektroda. Prema navodima različitih autora [12, str. 51], [21, str. 207], [22, str. 64] taj je minimum *za zrak* u homogenom polju između hladnih pločastih elektroda u granicama

$$U_{p\,\min} = 300 \ldots 500 \text{ V},$$



Sl. 412. Grafički prikaz Paschenova zakona

što zavisi od materijala katode i vlažnosti zraka. Pripadna kritična vrijednost umnoška *pd* je približno

$$(pd)_{kr} = 10^{-4} \ldots 10^{-3} \text{ ata} \cdot \text{cm}.$$

Minimalne probojne napone za različite plinove [22] prikazuje tablica 413.

Tabl. 413. Minimalni probojni naponi (V)

Plin	zrak	H_2	O_2	N_2	CO_2
$U_{p\,\min}$	330	270	450	250	420

Spomenuta činjenica da postoji neki minimalan probojni napon omogućila je gradnju tzv. deion-prekidača za izmjeničnu struju (poglavlje 725.2).

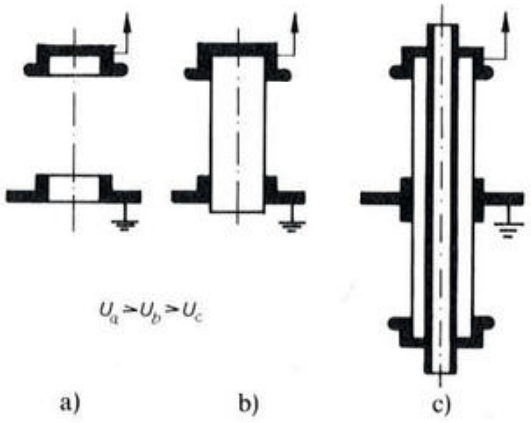
Fizikalno tumačenje Paschenova zakona osniva se na Townsendovoj teoriji udarne ionizacije (v. poglavlje 62). Pri vrlo niskom tlaku plina, tj. $pd < (pd)_{kr}$, susreću elektroni na svom putu samo neznatan broj molekula, što smanjuje vjerojatnost ionizacije i povisuje probojni napon. Pri visokom tlaku, tj. $pd > (pd)_{kr}$, postaje prostorna gustoća molekula tako velika, a slobodni put elektrona tako malen da oni između pojedinih sudara ne mogu postići dovoljnu energiju, što također povisuje probojni napon. Zato je između obaju slučajeva neka kritična vrijednost umnoška *pd* pri kojoj je probojni napon najniži.

43. KLIZNI PRESKOK U ZRAKU

Već je bilo spomenuto da se preskok u plinovima i tekućinama duž površine krutih izolatora naziva kliznim preskokom. Iskustvo pokazuje da je uz jednaki razmak elektroda napon kliznog preskoka niži od probojnog napona te da ovisi o materijalu krutog izolatora i stanju njegove površine. Površina krutog izolatora, prema tome, prividno smanjuje probojnu čvrstoću zraka, i to toliko znatnije što je vlažnija, nečistija i hrapavija.

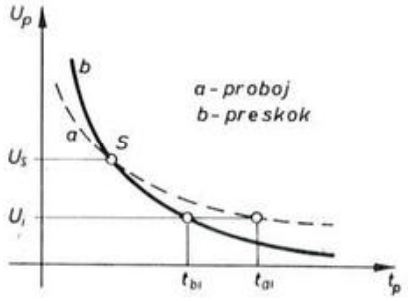
Na površini *provodnih izolatora* (v. sl. 414. c) pojavljuju se neposredno prije kliznog preskoka *klizne iskre*. To se tumači tako što elementi površine izolatora, koji su ionizacijom postali vodljivi, čine s provodnim svornikom elementarne kondenzatore. Time raste pomačna struja kroz izolator, koja se nastavlja kao provodna struja u tinjavoj zoni, pojačavajući još više ionizaciju. To uzrokuje iskrenje na površini.

E. Marx [7] ilustrira utjecaj krutog izolatora primjerom koji u nešto modificiranom obliku prikazuje slika 414. Elektrode su u slučaju a smještene u zraku, u slučaju b na izolacijskom štapu, u slučaju c na izolacijskoj cijevi koja je navučena na metalnu šipku spojenu s gornjom elektrodom. Kombinacija b odgovara potpornom, izolatoru a kombinacija c provodnom.



Sl. 414. Utjecaj krutog izolatora na preskočni napon

Unatoč jednakom obliku i razmaku elektroda postižu se u navedenim slučajevima različiti probojni naponi, odnosno naponi kliznog preskoka, i to najviši u slučaju a, najniži u slučaju c. Karakteristike preskoka i kliznog preskoka koje odgovaraju slučajevima a i b prikazuje slika 415. Vidimo da je ispod

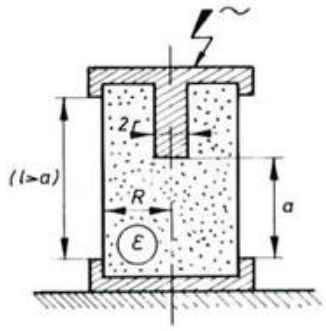


Sl. 415. Probojne i preskočne karakteristike za slučajeve a) i b) na slici 414.

sjecišta S, tj. u području $U_p < U_s$, koje odgovara *izmjeničnim* ispitnim naponima, probojni napon viši od napona kliznog preskoka: $U_a > U_b$. Zato će izmjenični napon U_i prije uzrokovati klizni preskok duž izolatora b nego preskok kombinacije a, dakle $t_{bi} < t_{ai}$. Obratno je u području iznad sjecišta, koje odgovara *udarnim* ispitnim naponima.

Premda stanje površine krutog izolatora znatno utječe na izmjenične napone kliznog preskoka, ono je praktički bez utjecaja na udarnu karakteristiku.

Neki jednostavniji oblici izolatora dopuštaju i približnu računsku kontrolu otpornosti prema električnom kliznom preskoku. Kao primjer neka posluži potporni izolator prikazan u slici 416. Za napon koji izaziva početak pramenastog



Sl. 416. Model potpornog izolatora s upuštenom gornjom elektrodom

izbijanja navodi Roth [21, str. 291] empirijsku Kappelerovu formulu

$$U'_{pi} = E \cdot R\left(\frac{1}{\varepsilon} \ln \frac{R}{r} + \ln \frac{r + a}{R}\right), \tag{4011}$$

U'_{pi} ... kV, E ... kV/cm, R, r, a ... cm.

Veličina E (efektivna probojna čvrstoća zraka) ima u tom slučaju vrijednost 15 kV/cm, dok je ε relativna dielektričnost izolatora ($\varepsilon \approx 6$ za porculan). Formula u kojoj se ne pojavljuje vanjski razmak elektroda l vrijedi a slučaj kad je $l > a$.

44. PROBOJ U TEKUĆIM I KRUTIM IZOLATORIMA

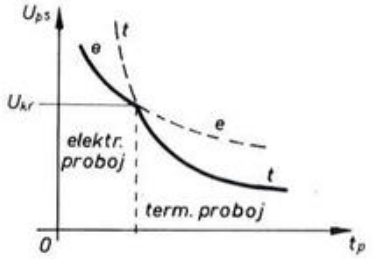
Od tekućih se izolacija u aparatima najčešće upotrebljava mineralno ulje slične kvalitete kao u transformatorima, samo većeg viskoziteta. Dielektrične su pojave u ulju teže pristupačne promatranju, pa su i manje poznate od pojava u zraku.

Katkad se prije proboja ulja u blizini vodiča pojavljuje crvenkasto svjetlucanje, koje vjerojatno potječe od tinjanja, slično kao u zraku. Neposredno prije proboja čuje se ponekad pucketanje od lokalnog iskrenja. Spomenute su pojave dopuštene pri ispitnim naponima, ali ih svakako treba spriječiti u normalnom pogonu.

Probojna čvrstoća ulja ovisi uvelike o sadržaju nečistoće (naročito ugljenih čestica) i vode. Te se čestice u homogenom polju nižu u smjeru silnica i tvore vodljive lance. U nehomogenom se polju kreću prema mjestu najveće gustoće silnica, tj. prema elektrodama, i time ublažuju utjecaj oštrih uglova i bridova. Nečistoća i vlaga ne utječu na udarni probojni napon jer zbog prekratkog trajanja napona nemaju vremena da se poredaju. Nizanje čestica u vodljive lance sprečava se izolacijskim pregradama okomitim na silnice. Površine krutih izolatora, položene u smjeru polja, djeluju slično kao u zraku, stoga je i ovdje napon kliznog preskoka manji od probojnoga.

Bitna je razlika između krutih i ostalih izolatora u tome što kod krutih izolatora svako prekoračenje probojne čvrstoće trajno razara dielektrična svojstva, dok kod tekućina i plinova dolazi do regeneracije dielektrikuma.

Kod *krutih* je izolatora proboj većinom termički. Probojna karakteristika prema slici 417. pokazuje ovisnost vremena proboja t_p o visini statičkoga probojnog napona U_{ps}.



Sl. 417. Ovisnost vremena proboja o statičkom probojnom naponu

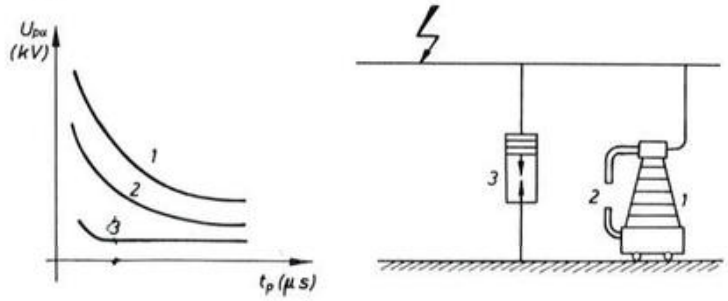
Iz slike se ujedno vidi da viši naponi ($U_{ps} > U_{kr}$) uzrokuju električni proboj, a niži termički.

Proboj keramičkih i staklenih izolatora uzrokuje redovito njihov lom, a u organskim materijama (papiru, kaučuku itd.) dolazi do lokalnog izgaranja i stvaranja vodljivih kanala kroz izolator.

Probojna se čvrstoća (V/m) krutih izolatora smanjuje s porastom debljine sloja, postotka vlage u izolatoru, nehomogenosti materijala i frekvencije narinutog napona (zbog povećanih dielektričnih gubitaka). Utjecaj debljine izolatora tumači se tako što deblji sloj otežava dovođenje topline, a to pogoduje termičkom proboju.

45. KOORDINACIJA IZOLACIJE I OSVRT NA PROPISE

Probojne i preskočne udarne karakteristike pojedinih aparata služe kao temelj za koordinaciju izolacije. Kao što je poznato, tim se pojmom označava međusobno usklađivanje izolacijskih i zaštitnih nivoa u električnom postrojenje da se spriječe štete od prenapona. To se postiže lokaliziranjem proboja ili preskoka na pogodna mjesta. Da bi se ostvarili ti zahtjevi, moraju udarne karakteristike različitih objekata u postrojenju biti iznad karakteristika prenaponskih zaštitnih aparata, kako pokazuje slika 418.



Sl. 418. Koordinacije izolacije:
1-štićeni objekti, 2-zaštitno iskrište, 3-ventilni odvodnik

Stupanj izolacije (izolacijski nivo) nekog uređaja određuju podnosivi naponi (izmjenični i udarni) koje taj uređaj može u određenim uvjetima izdržati bez preskoka ili proboja. Njihove su vrijednosti za razne vrste aparata utvrđene odgovarajućim propisima. U tablici 419. je kratak pregled stupnjeva izolacije za visokonaponske prekidače i rastavljače, sastavljen na temelju međunarodnih preporuka IEC i jugoslavenskih standarda.

Tabl. 419. Stupnjevi izolacije prema JUS-u

Stupanj izolacije	Nazivni napon mreže	Najviši pogonski napon	Podnosivi 1-minutni izmjenični napon		Podnosivi udarni napon ± 1,2/50	
			A	B	A	B
	kV	kV	kV	kV	kV	kV
Si 3,6 a	3	3,6	21	25	45	52
Si 7,2 a	6	7,2	27	35	60	70
Si 12 a	10	12	35	45	75	85
Si 38 a	35*	38*	75	100	170	195
Si 123 s	110	123	185	250	450	520
Si 123			230	310	550	630
Si 245 s	220	245	395	535	900	1035
Si 245			460	620	1050	1210
Si 420 s1	380	420	680	920**	1550	1780
Si 420 s2			630	840**	1425	1640

Oznake u tablici imaju ovo značenje:

Si...a – povišeni stupanj izolacije,

Si... – puni stupanj izolacije,

Si...s – smanjeni stupanj izolacije (samo za mreže s izravno uzemljenom neutralnom točkom). Izbor stupnjeva za izolacije za 420 kV (s1 ili s2) ovisi o prilikama u postrojenju (učestalosti oluja, vrsti prenaponske zaštite, koeficijentu prenapona);

A – *za prekidače:* napon polova prema zemlji, napon među polovima i napon između ulaznih i izlaznih stezaljki pojedinog pola u otvorenom položaju;

za rastavljače: napon polova prema zemlji i napon među polovima;

B – *za rastavljače:* napon na rastavnom razmaku (tj. između ulaznih i izlaznih stezaljki pojedinog pola u otvorenom položaju).

* Stupanj izolacije Si 38 a za mreže 35/38 kV odgovara jugoslavenskom standardu JUS N.BO.030. Jednaki ispitni naponi određeni su prema međunarodnim preporukama IEC za mreže napona 30/36 kV.

** Primjenjuje se samo ako je masa postolja spojena na srednju točku S naponskog izvora (v. sl. 420, spoj f).

Ispitne napone treba uzastopno priključivati između različitih dijelova aparata, i to pri zatvorenom i otvorenom položaju kontakata. Na taj se način za visokonaponske aparate dobivaju prema međunarodnim preporukama IEC ispitni spojevi, od kojih neke (a1, f) shematski prikazuje slika 420. U njoj su ulazne i

Sl. 420. Sheme ispitnih spojeva

izlazne stezaljke aparata označene neparnim i parnim brojevima, a slovom M njegovo postolje (masa). Slova U, S, V označuju priključnice izvora napona, a slovo Z stezaljku uzemljivača.

U tablici 421. je sažet pregled o načinima priključivanja ispitnog napona. Ona sadrži sedam grupa spojeva (a ... g). Tropolne aparate treba unutar svake grupe prespajati na toliko načina da svaki pol, odnosno svaka strana (ulazna i izlazna), dođe naizmjence pod napon. Time se za svaku grupu dobije po jedan do tri spoja (npr. za grupu a spojevi a_1, a_2, a_3). Na prekidače se odnose grupe

Tabl. 421. Priključivanje ispitnih napona za visokonaponske aparate

Položaj	Spoj	Dijelovi aparata koji se priključuju na stezaljke U, S, V, Z ili ostaju izolirani				
		U	V	V – Z	S – Z	izol.
vor.	1	1 – 2		3 – 4 – 5 – 6 – M		
	a 2	3 – 4		1 – 2 – 5 – 6 – M		
	f	1 – 3 – 5	2 – 4 – 6		M	
	1	1		M – 3 – 5		
	g 2	3		M – 1 – 5		
	3	5		M – 1 – 3		

Prekidači a, b, d
Sklopke
Rastavne sklopke } a, b, c, e ili a, b, c, f
Rastavljači
Dozemni rastavljači g

a – b – d, na sklopke, rastavne sklopke i rastavljače grupe a – b – c – e ili a – b – c – f, na zemljospojnike grupa g. Kod zemljospojnika je M – 2 – 4 – 6 galvanski vezano samom konstrukcijom. Grupa a odgovara zatvorenim kontaktima, a grupa b ... g otvorenima. Vidimo da je u pojedinom slučaju ispitni napon priključen ovako:

a – među polovima i prema masi,
b – prema masi,
c – među polovima i prema masi,
d – na kontaktnom razmaku i prema masi,
e, f – na kontaktnom razmaku,
g – prema masi i među polovima.

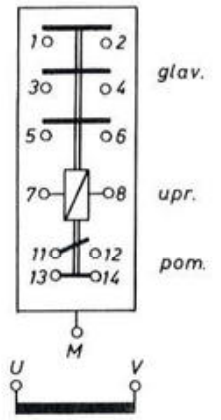
Tabl. 422. Ispitni naponi niskonaponskih aparata

Strujni krugovi	Naz. napon izol.		Ispitni napon U_{isp} (V)
	vrsta	U_{ni} (V)	
glavni	~/=	⩽ 60	1000
		61 – 300	2000
		301 – 660	2500
		661 – 800	3000
		801 – 1000	3500
	=	1001 – 1200	3500
upravljački i pomoćni	~/=	⩽ 60	1000
		⩾ 61	$2U_{ni}$ + 1000 (⩾ 1500)
priključeni na sek. stranu strujnih transf.	~	–	2500

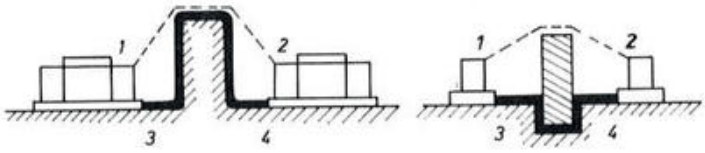
Izolacija niskonaponskih aparata ispituje se jednominutnim izmjeničnim naponom između 1 000 i 3 500 V. Vrijednosti ispitnih napona U_{isp} sadrži tablica 422, koja je sastavljena na temelju preporuka Međunarodne elektrotehničke komisije (IEC) za sklopnike [48] i prekidače [49]. Navedeni nazivi u tablici znače:

– Nazivni napon izolacije U_{ni} (prijašnji naziv »redni napon«) odgovara analognom pojmu »stupnja izolacije« za visokonaponske aparate.
– Glavni krug sadrži sve vodljive dijelove aparata uključene u strujni krug kojemu je namijenjena osnovna funkcija aparata. Tu pripadaju glavni kontakti i primarni nadstrujni okidači.
– Upravljački krug služi za upravljanje funkcijom aparata. Tu pripadaju sklopni magneti i naponski okidači, a izuzeti su eventualni upravljački organi, koji su ujedno dio glavnog kruga.
– Pomoćni krug sadrži dijelove koji su uključeni bilo u koji strujni krug, osim glavnoga i upravljačkoga. Ovdje pripadaju kontakti za signalizaciju i blokiranje.

Tablica 423. prikazuje način priključivanja ispitnog napona za odabrani primjer tropolnog sklopnika koji je u njoj shematski prikazan. Kućište od izolacijskog materijala treba pokriti metalnom folijom galvanski vezanom za metalno postolje. Na sva pričvrsna mjesta izolacijskog podnožja valja staviti pripadne metalne spojne elemente kao u normalnom pogonu, jer se ti elementi smatraju sastavnim dijelom postolja.

	kont.				
glavni	zatvor.	a	1–2–3–4–5–6	M	
		b 1	1–2	3–4–5–6–M	
		2	3–4	1–2–5–6–M	
		3	5–6	1–2–3–4–M	
	otvor.	c	1–2–3–4–5–6	M	
		d	1–3–5	2–4–6	
upravlj. i pom.	zatvor.	e	7–11–12–13–14	M–1–2···5–6	
		f 1	7	11–12–13–14	
		2	11–12	7–13–14	
		3	13	7–11–12–14	
	otv.	g	7–11–12–13–14	M–1–2···5–6	
		h	11	7–12–13–14	

Za niskonaponske aparate mnogi nacionalni standardi određuju da se pri dimenzioniranju izolacije osim propisanih ispitnih napona uzmu u obzir još i najmanje dopuštene vrijednosti izolacijskih razmaka i kliznih staza. *Izolacijski razmak* je najkraći mogući put u plinu ili tekućini na kojem može doći do preskoka, a mjeri se napetom niti među vodljivim dijelovima. Na slici 424. predočen je isprekidanom crtom 1–2. *Klizna staza* je najkraći put duž površine



Sl. 424. Izolacijski razmaci i klizne staze

krute izolacije (bilo na slobodnoj površini ili na sastavu dviju ploha) na kojem može doći do prijelaza struje. Ona je na istoj slici prikazana debelo izvučenom crtom 3–4. Propisima o najmanjim dopuštenim izolacijskim razmacima i kliznim stazama uzima se u obzir oslabljenje izolacijskih svojstava zbog taloženja prašine, vlage i drugih atmosferskih utjecaja u toku pogona ili uskladištenja.

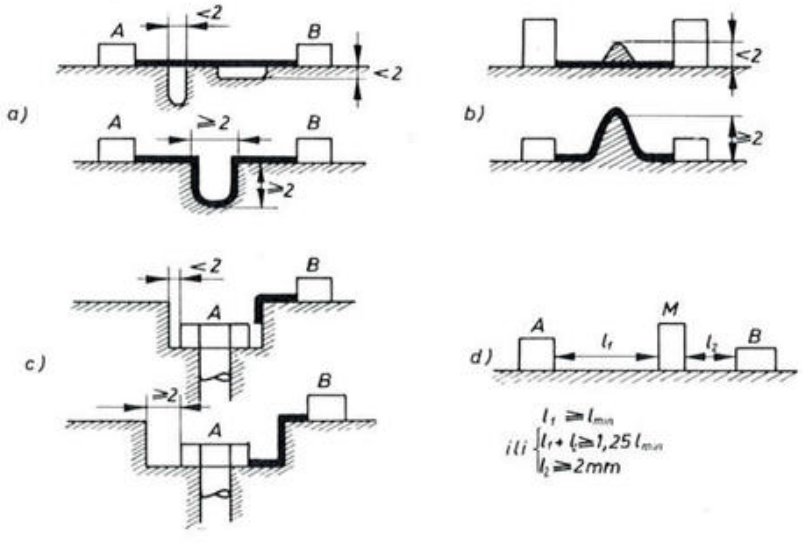
S obzirom na nedovoljno istražen utjecaj promjenljivih činilaca (atmosfere, tipa izolacije, položaja kliznih staza, pogonskih uvjeta) međunarodni standardi IEC nisu još prihvatili jedinstvene kriterije za sve niskonaponske aparate. Tako se npr. za prekidače izbor izolacijskih razmaka i kliznih staza potpuno ostavlja proizvođaču (IEC publikacija 157–1/1973), dok se za sklopnike navode orijentacijske vrijednosti prikazane u tablici 425. Simbol I_{th} označuje »nazivnu termičku struju« koju sklopnik podnosi 8 sati bez prekida, a da se pri tome ne zagrije prekomjerno.

Tabl. 425. Minimalni izolacijski razmaci i klizne staze u zraku za sklopnike

Nazivni napon izolacije		Izolac. razmak mm				Klizna staza mm			
		$I_{th} \leq 63$ A		$I_{th} > 63$ A		$I_{th} \leq 63$ A		$I_{th} > 63$ A	
V	vrsta	n	d	n	d	a	b	a	b
≤ 60	~/=	2	3	3	5	2	3	3	4
61 – 250	~/=	3	5	5	6	3	4	5	8
251 – 380	~/=	4	6	6	8	4	6	6	10
381 – 500	~/=	6	8	8	10	6	10	8	12
510 – 660	~/=	6	8	8	10	8	12	10	14
661 – 750	~	10	14	10	14	10	14	14	20
661 – 800	=								
751 – 1000	~	14	20	14	20	14	20	20	28
801 – 1200	=								

n – dijelovi pod naponom međusobno i prema uzemljenim dijelovima,
d – dijelovi pod naponom prema dijelovima kojih dodir može biti opasan u slučaju kvara,
a – za keramičke izolacije,
b – za ostale izolacije.

Za kontrolu izolacijskih razmaka i kliznih staza valja se držati određenih praktičnih smjernica i uputa, od kojih su neke zorno predočene na slici 426. Tako se npr. produženje klizne staze između dijelova A i B zbog žljebova ili rebara na površini izolacije ne uzima u obzir ako je širina ili dubina utora,



Sl. 426. Praktične smjernice za određivanje kliznih staza i izolacijskih razmaka

odnosno visina rebra, manja od 2 mm – vidi skice a i b. Detalj c prikazuje kako treba mjeriti kliznu stazu prema glavi vijka koja je u udubini izolacije. Ovdje se uzima u obzir da li je razmak vijka od cilindrične stijenke udubine

manji ili veći od 2 mm. Skica d odnosi se na slučaj kad se između dijelova pod naponom A i B nalazi neki treći metalni dio M. Njegove razmake od udaljenije i bliže elektrode (l_1, l_2) treba odabrati bilo tako da veći razmak ne bude manji od propisane minimalne klizne staze l_{min}, bilo da zbroj obiju razmaka ($l_1 + l_2$) ne bude manji od 1,25 l_{min}. Pri tome se razmaci manji od 2 mm ne uzimaju u obzir. Analognih se uvjeta valja držati i pŕi zračnim izolacijskim razmacima.

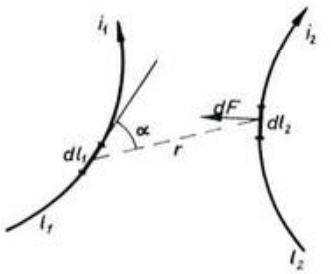
5. ELEKTRODINAMIČKA NAPREZANJA

Dinamičke sile koje nastaju djelovanjem električne struje očituju se naročito pri velikim preopterećenjima i kratkim spojevima. Način određivanja sila osniva se obično ili na Biot-Savartovu zakonu ili na principu održanja energije sistema.

Primijenimo *Biot-Savartov zakon* na slučaj dvaju zakrivljenih vodiča l_1 i l_2 koji su u istoj ravnini, kako je prikazano na slici 501.

Element vodiča $\mathrm{d}l_1$ proizvodi okomito na ravninu vodiča magnetsko polje, koje na mjestu elementa $\mathrm{d}l_2$ ima jakost

$$\mathrm{d}H = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{i_1 \, \mathrm{d}l_1 \sin \alpha}{r^2}. \tag{5001}$$



Sl. 501. Primjena Biot-Savartova zakona

To polje djeluje na element susjednog vodiča $\mathrm{d}l_2$ silom koja je okomita na silnice i na element $\mathrm{d}l_2$. Njezina je veličina

$$\mathrm{d}F = \mu \, \mathrm{d}H \, i_2 \, \mathrm{d}l_2 = \frac{\mu}{4\pi} \cdot \frac{i_1 \, i_2}{r^2} \cdot \mathrm{d}l_1 \cdot \mathrm{d}l_2 \cdot \sin \alpha. \tag{5002}$$

Pri tome je

H (A/m) – magnetsko polje,
i_1, i_2 (A) – struja u vodičima,
l_1, l_2 (m) – duljina vodiča,
r (m) – razmak između elemenata $\mathrm{d}l_1$ i $\mathrm{d}l_2$,
α (rad) – kut između r i $\mathrm{d}l_1$,
μ (H/m) – permeabilnost materije oko vodiča

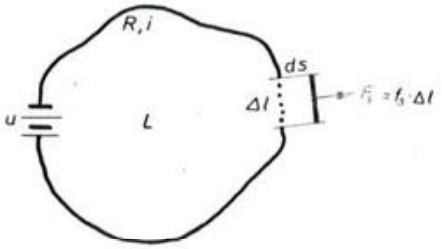
(za vakuum je $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m),

F (N) – sila među vodičima.

Iz jednadžbe (5002) slijedi sila kojom vodič l_1 djeluje na vodič l_2:

$$F = \frac{\mu}{4\pi} \cdot i_1 i_2 \int_{l_1} \int_{l_2} \frac{\mathrm{d}l_1 \, \mathrm{d}l_2}{r^2} \sin\alpha = K \cdot \mu \cdot i_1 i_2. \tag{5003}$$

Konstanta K ovisi o geometrijskim odnosima promatranog sistema.



Sl. 502. Primjena sistema virtualnih pomaka

Na primjeru strujnoga kruga na slici 502. može se protumačiti upotreba *principa održanja energije*. Da se odredi elektrodinamička sila F_s kojom zamka djeluju bilo na koji isječak vodiča Δl u odabranom smjeru s, treba odrediti mehaničku radnju koju bi isječak vodiča izvršio virtualnim pomakom $\mathrm{d}s$.

Oznake na slici znače:
u (V) – narinuti napon,
i (A) – struja u krugu,
R (Ω) – otpor kruga,
L (H) – induktivitet kruga,
Δl (m) – duljina isječka vodiča,
$\mathrm{d}s$ (m) – pomak isječka vodiča,
F_s (N) – sila na isječak vodiča u smjeru s,
f_s (N/m) – sila na jedinicu duljine vodiča u smjeru s.

Vodič Δl vrši svojim pomicanjem mehaničku radnju

$$\mathrm{d}A = F_s \cdot \mathrm{d}s = f_s \, \Delta l \cdot \mathrm{d}s$$

iz koje se određuje tražena sila

$$F_s = \frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}s}, \quad f_s = \frac{1}{\Delta l} \cdot \frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}s}. \tag{5004}$$

Za vrijeme $\mathrm{d}t$, dok traje pomicanje vodiča, predaje se strujnom krugu energija

$$\mathrm{d}W_u = u \, i \, \mathrm{d}t. \tag{5005}$$

Ona se troši na pokrivanje Jouleovih gubitaka

$$\mathrm{d}W_g = i^2 R \, \mathrm{d}t, \tag{5006}$$

na povećanje potencijalne magnetske energije zbog povećanja petlje

$$\mathrm{d}W_m = \mathrm{d}\left(\frac{Li^2}{2}\right) = \frac{i^2}{2}\mathrm{d}L + Li\,\mathrm{d}i \tag{5007}$$

i na mehaničku radnju $\mathrm{d}A$.

odgovarajuće

$$u\,i\,\mathrm{d}t = i^2 R\,\mathrm{d}t + \frac{i^2}{2}\,\mathrm{d}L + L i\,\mathrm{d}i + \mathrm{d}A. \tag{5009}$$

Narinuti se napon troši na omski i induktivni pad napona prema jednadžbi

$$u = iR + \frac{\mathrm{d}(Li)}{\mathrm{d}t} = iR + i\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}t} + L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}, \tag{5010}$$

koja pomnožena sa $i\,\mathrm{d}t$ daje

$$u\,i\,\mathrm{d}t = i^2 R\,\mathrm{d}t + i^2\,\mathrm{d}L + L i\,\mathrm{d}i. \tag{5011}$$

Posljednja dva člana predočuju ukupan porast magnetske energije, koji se jednim dijelom troši na povećanje potencijalne energije $\mathrm{d}W_m$, a drugim na mehaničku radnju $\mathrm{d}A$. Iz relacija (5009) i (5011) slijedi

$$\mathrm{d}A = \frac{i^2}{2} \cdot \mathrm{d}L. \tag{5012}$$

Ako uvrstimo (5012) u (5004), dobivamo konačno

$$F_s = \frac{i^2}{2} \cdot \frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}s}, \quad f_s = \frac{i^2}{2\,\Delta l} \cdot \frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}s}. \tag{5013}$$

Uzmemo li u obzir relaciju (5007), vidimo da se dobiveni rezultat može pisati i ovako:

$$F_s = \frac{\mathrm{d}W_m}{\mathrm{d}s} \quad \text{uz} \quad i = \text{konst.} \tag{5014}$$

Pri simetričnim sistemima (kružni zavoj, dugačak ravni dvožilni vod itd.), gdje u svakoj točki vodiča djeluje jednaka sila po jedinici duljine, može se umjesto s elementarnim isječkom Δl računati s punom duljinom vodiča l. Ovdje se već unaprijed zna i smjer sila, koje su npr. kod kružnog zavoja radijalne, a u paralelnih ravnih vodiča okomite na vodiče i u njihovoj ravnini.

Kod nesimetričnih sistema treba općenito promatrati tri međusobno okomita virtualna pomaka $\mathrm{d}x$, $\mathrm{d}y$ i $\mathrm{d}z$, a pripadne komponente sila vektorski zbrojiti:

$$f = f_x \hat{+} f_y \hat{+} f_z. \tag{5015}$$

Ako se radi o *dva* strujna kruga među kojima postoji *uzajamno* elektrodinamičko djelovanje, treba računati s potencijalnom magnetskom energijom

$$W_m = \frac{i_1^2 L_1}{2} + \frac{i_2^2 L_2}{2} + i_1\,i_2\,M, \tag{5016}$$

gdje su L_1, L_2 i M (H) vlastiti i međusobni induktiviteti, a i_1 i i_2 struje promatranih krugova.

Na temelju relacije (5014) dobivamo u tom slučaju

$$F_s = \frac{i_1^2}{2}\frac{\mathrm{d}L_1}{\mathrm{d}s} + \frac{i_2^2}{2}\frac{\mathrm{d}L_2}{\mathrm{d}s} + i_1 i_2 \frac{\mathrm{d}M}{\mathrm{d}s}. \tag{5017}$$

Iz te se jednadžbe (kao specijalna rješenja) mogu odrediti:

a) unutrašnje sile sistema 1 – uz $i_2 = 0$,

b) unutrašnje sile sistema 2 – uz $i_1 = 0$,

c) međusobno djelovanje sistema – uz $\frac{\mathrm{d}L_1}{\mathrm{d}s} = \frac{\mathrm{d}L_2}{\mathrm{d}s} = 0$.

51. RADIJALNE SILE KRUŽNOG ZAVOJA

Ako je debljina žice $2r$ malena prema polumjeru zavoja R, njegov je induktivitet u zraku

$$L = 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot R\left(\ln\frac{8R}{r} - 1{,}75\right) \tag{5018}$$

$$(L \ldots \mathrm{H},\ R \text{ i } r \ldots \mathrm{m}).$$

Promatramo li virtualni pomak vodiča po čitavoj duljini za iznos $\mathrm{d}R$ u radijalnom smjeru, možemo u jednadžbi (5013) staviti $\Delta l = 2R\pi$, $\mathrm{d}s = \mathrm{d}R$, te dobivamo

$$f_R = \frac{i^2}{4R\pi} \cdot \frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}R}. \tag{5019}$$

Iz jednadžbe (5018) slijedi

$$\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}R} = 4\pi \cdot 10^{-7}\left[R \cdot \left(\frac{r}{8R} \cdot \frac{8}{r}\right) + 1\left(\ln\frac{8R}{r} - 1{,}75\right)\right],$$

odnosno

$$\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}R} = 4\pi \cdot 10^{-7}\left(\ln\frac{8R}{r} - 0{,}75\right), \tag{5020}$$

što uvršteno u jednadžbu (5019) daje odbojnu radijalnu silu

$$\left.\begin{aligned} &f_R = \frac{i^2}{R}\left(\ln\frac{8R}{r} - 0{,}75\right) \cdot 10^{-7} \\ &(f_R \ldots \mathrm{N/m},\ i \ldots \mathrm{A},\ R \text{ i } r \ldots \mathrm{m}). \end{aligned}\right\} \tag{5021}$$

Izrazimo li f_R u kp/cm, a R i r u cm, poprima jednadžba (5021) oblik

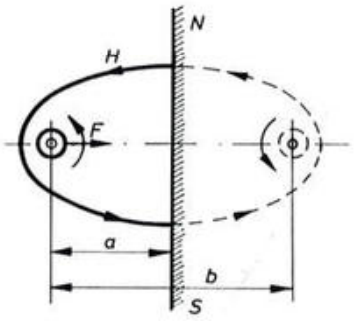
$$f_R = 1{,}02 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{i^2}{R}\left(\ln\frac{8R}{r} - 0{,}75\right). \tag{5022}$$

52. PRIVLAČENJE IZMEĐU RAVNOG VODIČA I ŽELJEZNE STIJENE

U nekim konstrukcijama dolazi do uzajamnog djelovanja vodiča i željezne mase kućišta ili kotla. Elektrodinamičke sile nastoje vodič približiti masi.

Kako prikazuje slika 503, željezna se stijena u polju vodiča magnetizira (polovi N, S) te svojim poljem, koje je okomito na struju I, privlači vodič u smjeru sile F.

Veličinu sila možemo odrediti metodom zrcaljenja, tj. tako da željeznu stijenu nadomjestimo simetrično položenim vodičem, pri čemu rezultantno magnetsko polje H zadržava prvotni oblik. Zadatak se, dakle, svodi na slučaj dvaju usporednih vodiča duljine l i razmaka $b = 2a$.



Sl. 503. Privlačne sile između vodiča i željezne stijene

Njihov je induktivitet određen poznatom relacijom

$$L = \frac{\mu_0 l}{\pi}\left(\ln\frac{b}{r} + \frac{1}{4}\right),$$

gdje je r radij vodiča. Odavde izlazi

$$\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}b} = \frac{\mu_0 l}{\pi}\cdot\frac{r}{b}\cdot\frac{1}{r} = \frac{\mu_0 l}{2\pi a},$$

što u vezi s jednadžbom (5013) daje

$$F = \frac{i^2}{2}\cdot\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}b} = i^2\cdot\frac{l}{a}\cdot\frac{\mu_0}{4\pi}.$$

Za vodiče u zraku ($\mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7}$ H/m) dobiva se privlačna sila

$$F = i^2\frac{l}{a}\cdot 10^{-7}$$

(F ... N, i ... A),

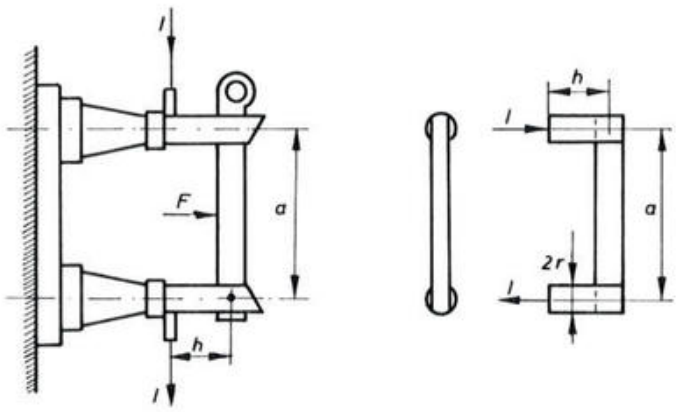
odnosno:

$$\left.\begin{aligned} &F = 1{,}02\cdot i^2\cdot\frac{l}{a}\cdot 10^{-8} \\ &(F \ldots \text{kp},\ i \ldots \text{A},\ l \text{ i } a \ldots \text{ista jedinica}). \end{aligned}\right\} \qquad (5023)$$

Sila je računata uz pretpostavku beskonačnih dimenzija stijene i beskonačno velike permeabilnosti željeza u odnosu prema zraku. S obzirom na magnetski otpor stijene stvarna je sila manja od računske.

53. DJELOVANJE ELEKTRODINAMIČKIH SILA NA NOŽ RASTAVLJAČA

Prema definiciji u točki 1, otvaranje i zatvaranje rastavljača dopušteno je samo bez opterećenja. Oni, dakle, nisu građeni za prekidanje struje, te bi slučajno otvaranje njihovih kontakata, uzrokovano povećanim elektrodinamičkim silama u kratkom spoju, izazvalo velike štete.



Sl. 504. Određivanje sila na nožu rastavljača

Pri određivanju sila na rastavljaču prema slici 504. uzet ćemo u obzir samo utjecaj nepomičnih (viljuškastih) kontakata visine h na pomični nož duljine a, zanemarivši ostale udaljenije dijelove strujnoga kruga. Pri tome ćemo nepomične kontakte nadomjestiti cilindričnim vodičima promjera $2r$.

Prema slici 505. i relaciji (5001) proizvodi element $\mathrm{d}x$ na mjestu elementa $\mathrm{d}y$, koji je izvan nepomičnoga kontakta (dakle za $y \geqq r$), vanjsku magnetsku indukciju

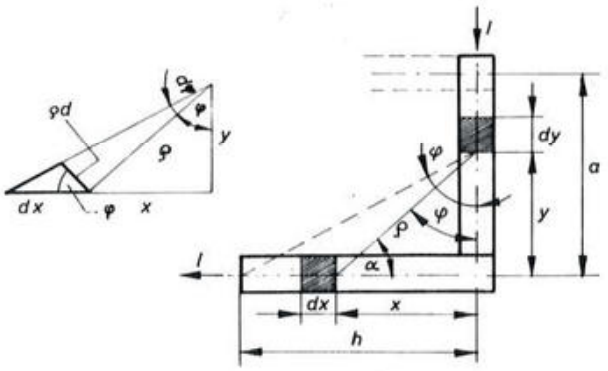
$$\mathrm{d}B_v = \frac{\mu}{4\pi} \cdot \frac{I\,\mathrm{d}x \sin\alpha}{\varrho^2}. \tag{5024}$$

Iz geometrijskih odnosa slike 505. slijedi

$$\alpha = \frac{\pi}{2} - \varphi, \quad \varrho = \frac{y}{\cos\varphi}, \quad \mathrm{d}x = \frac{\varrho\,\mathrm{d}\varphi}{\cos\varphi} = \frac{y\,\mathrm{d}\varphi}{\cos^2\varphi},$$

te jednadžba (5024) prelazi u oblik

$$\mathrm{d}B_v = \frac{\mu I}{4\pi y} \cdot \cos\varphi\,\mathrm{d}\varphi.$$



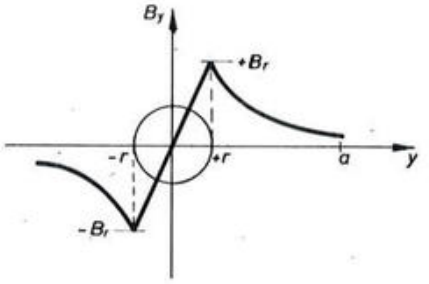
Sl. 505. Proračun »vanjske« indukcije

Cijeli vodoravni vodič proizvodi na mjestu elementa dy vanjsku indukciju

$$B_v = \frac{\mu I}{4\pi y} \int_0^{\varphi_1} \cos\varphi \, \mathrm{d}\varphi = \frac{\mu I}{4\pi y} \sin\varphi_1 = \frac{\mu I}{4\pi y} \cdot \frac{h}{\sqrt{h^2 + y^2}}. \tag{5025}$$

Na periferiji vodoravnog vodiča, tj. za $y = r$, poprima indukcija vrijednost

$$B_r = \frac{\mu I}{4\pi r} \cdot \frac{h}{\sqrt{h^2 + r^2}}. \tag{5026}$$



Sl. 506. Raspodjela indukcije u nožu

Unutrašnja indukcija (za $-r \leqq y \leqq r$) mijenja se linearno između $-B_r$ i $+B_r$, kako pokazuje dijagram na slici 506. Ona je prema tome određena jednadžbom

$$B_n = B_r \cdot \frac{y}{r} = \frac{\mu I}{4\pi r^2} \cdot \frac{h}{\sqrt{h^2 + r^2}} \cdot y. \tag{5027}$$

Silu na element dy vanjskog dijela noža ($y \geqq r$) određuje relacija

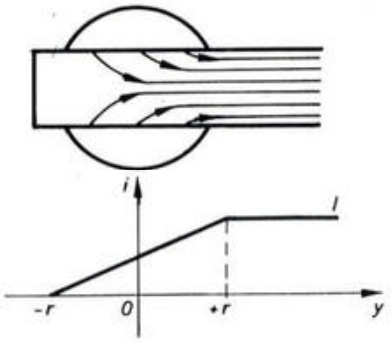
$$\mathrm{d}F_v = B_v \cdot I \cdot \mathrm{d}y = \frac{\mu I^2}{4\pi} \cdot h \cdot \frac{\mathrm{d}y}{y\sqrt{h^2 + y^2}},$$

odakle se integracijom dobiva

$$F_v = \int_r^a \mathrm{d}F_v = \frac{\mu I^2}{4\pi} \left(\ln \frac{a}{h + \sqrt{h^2 + a^2}} - \ln \frac{r}{h + \sqrt{h^2 + r^2}} \right). \tag{5028}$$

Silu na unutrašnji dio noža uzrokuje unutrašnja indukcija B_n, ali pri tome treba uzeti u obzir da tim dijelom noža ne protječe puna struja I, već da joj se vrijednost postepeno povećava od nule do punog iznosa, kako pokazuje razdioba strujnica na slici 507. Ako struju u tom dijelu noža približno odredimo linearnom funkcijom

$$i = \frac{I}{2} + \frac{I}{2r} \cdot y,$$



Sl. 507. Približna razdioba struje u nožu

dobivamo pomoću nje i relacije (5027) pripadnu silu

$$\mathrm{d}F_n = B_n\, i\, \mathrm{d}y = \frac{\mu I^2}{8\pi r^2} \cdot \frac{h}{\sqrt{h^2 + r^2}} \cdot \left(y + \frac{y^2}{r}\right) \cdot \mathrm{d}y,$$

odnosno

$$F_n = \int_{-r}^{+r} \mathrm{d}F_n = \frac{\mu I^2}{4\pi} \cdot \frac{h}{\sqrt{h^2 + r^2}} \cdot \frac{5}{6}. \tag{5029}$$

Oba cilindrična vodiča djeluju na nož ukupnom silom

$$F = 2\,(F_v + F_n).$$

Uvrstimo li za permeabilnost zraka vrijednost

$$\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\ \mathrm{H/m},$$

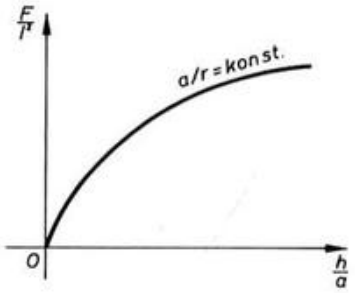
dobivamo na temelju jednadžbi (5028) i (5029):

$$F = 2 \cdot 10^{-7} I^2 \left(\ln \frac{a}{h + \sqrt{h^2 + a^2}} - \ln \frac{r}{h + \sqrt{h^2 + r^2}} + \frac{5}{6} \cdot \frac{h}{\sqrt{h^2 + r^2}}\right) \tag{5030}$$

$$(F \ldots \mathrm{N},\ I \ldots \mathrm{A}).$$

Ako je $h \gg r$, dakle

$$\frac{r}{h + \sqrt{h^2 + r^2}} \approx \frac{r}{2h}, \quad \frac{h}{\sqrt{h^2 + r^2}} \approx 1,$$

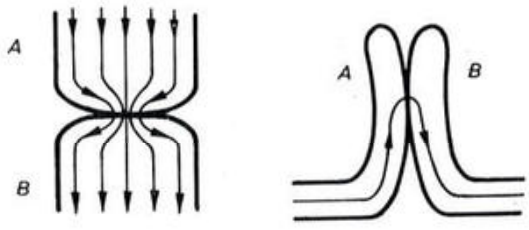


Sl. 508. Sila na nož rastavljača kao funkcija geometrijskih odnosa

omjer a/r. Vidimo da s obzirom na elektrodinamička naprezanja treba težiti što manjoj visini h. U modernim konstrukcijama rastavljača priključnice su najčešće u produženju noževa, pa je $h = 0$, a prema (5030), i $F = 0$. U skladu s jednadžbom (5030) započinje dijagram 508. u ishodištu koordinata. Relacija (5031) ne može se primijeniti na slučaj $h = 0$ jer je izvedena uz pretpostavku $h \gg r$.

54. ODBOJNE SILE MEĐU KONTAKTIMA

Elektrodinamičke sile koje djeluju na kontakte mogu potjecati bilo od koncentracije strujnica na dodirnim mjestima, bilo od oblika i dispozicije kontakata. Na primjerima u slici 509. vidimo da strujnice spojenih kontaktnih dijelova imaju komponente koje su usporedne s dodirnom plohom, ali je njihov smisao u dijelovima A i B međusobno suprotan. Takve usporedne strujnice suprotnog smisla nastoje razdvojiti pripadne kontaktne dijelove. Ako nastane kratki spoj,

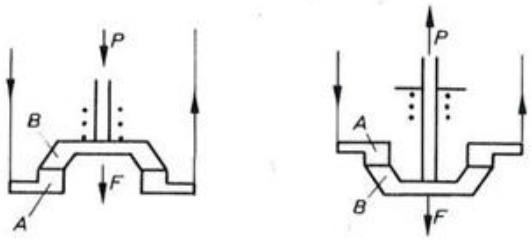


Sl. 509. Odbojne sile uvjetovane oblikom kontaktnih dijelova

mogu elektrodinamičke sile trenutno oslabiti, ili čak nadvladati pritisak kontaktnih pera, te uzrokovati odskakivanje. Izravna je posljedica takvih pojava povećana gustoća struje na mjestu dodira i električni luk među kontaktima, što dovodi do zavarivanja i nagaranja dijelova.

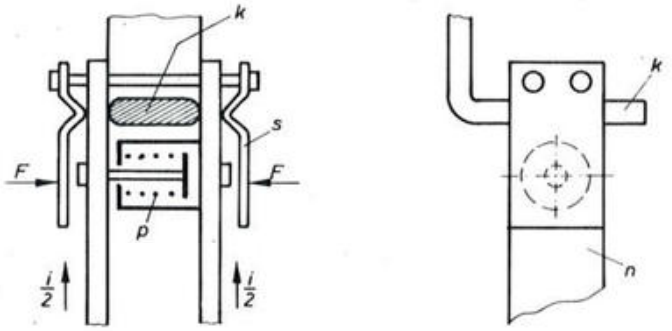
Pravilnim se oblikovanjem kontakata odbojne sile mogu kompenzirati. Može se čak postići i pojačanje kontaktnog pritiska ako nastane kratki spoj.

Slika 510. prikazuje dva tipična primjera, od kojih se lijevi odnosi na povoljnu dispoziciju, a desni na nepovoljnu. U oba se slučaja strujna petlja nastoji proširiti potiskujući pomične kontakte B prema dolje silom F. U lijevom primjeru djeluje ta sila u smislu zatvaranja, pojačavajući pritisak P kontaktnih pera, a u desnom nastoji otvoriti i oslabiti pritisak P.



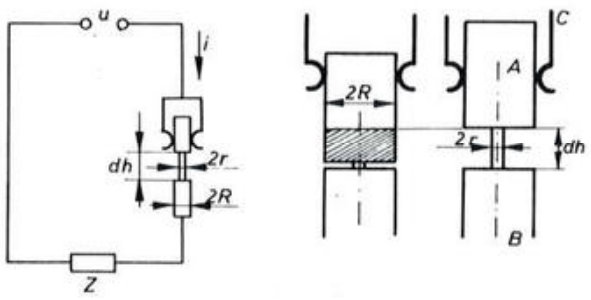
Sl. 510. Utjecaj rasporeda kontaktnog sistema na djelovanje elektrodinamičkih sila

Često se upotrebljavaju pomični kontakti od dvaju usporednih noževa n, smještenih s obje strane čvrstih kontakata k prema slici 511. U njima se struja dijeli na dvije paralelne grane koje se međusobno privlače i tako potpomažu silu kontaktnih pera p. Takva se autokompenzacija odbojnih sila među kontaktima može još pojačati primjerom elektromagnetskih steznika označenih na slici slovom s. To su čelične pločice koje su s vanjske strane usporednih bakrenih



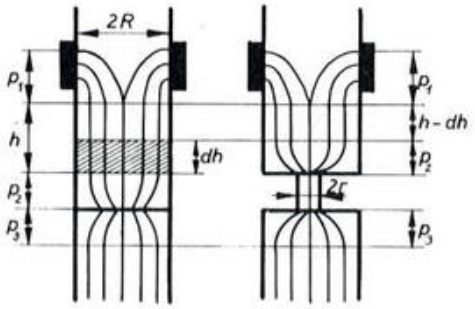
Sl. 511. Jačanje kontaktnog pritiska pomoću paralelnih noževa i elektromagnetskih steznika

noževa. Analogno djelovanju između bakrenog vodiča i željezne stijene (sl. 503) nastaju i ovdje privlačne sile F, kojima steznici pritiskuju pomične noževe na nepomični kontakt. Određivanje odbojnih sila među kontaktima A i B s točkastim dodirom može se protumačiti na primjeru slike 512. Kontaktni se sistem sastoji od jednog pomičnog kontakta A i dva nepomična B i C. Tulipanski kontakt C osigurava trajnu galvansku vezu pomičnog dijela s izvorom energije. Virtualnim pomakom kontakta A za iznos dh povećava se induktivitet kruga za iznos dL, iako se pri tome ne mijenja kontura strujnog kruga. Do promjene induktiviteta dolazi zato što osjenčani dio masivnog vodiča radija R ustupa mjesto tankoj



Sl. 512. Određivanje odbojnih sila među kontaktima s točkastim dodirom

strujnoj stazi radija r koja nastaje među točkama stvarnog dodira. Takva dva elementa jednake duljine i različitog promjera proizvode pri jednakoj struji različite magnetske tokove. Deformacija strujnica u provlačnom području ne utječe bitno na promatrane pojave, kao što se može razabrati iz točnijeg prikaza na slici 513. Razdvajanjem kontakata ne mijenjaju se, naime, ni duljine provlačnih



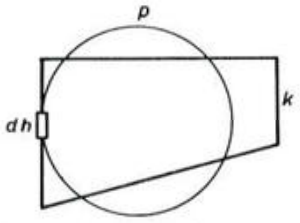
Sl. 513. Promjena strujnica zbog virtualnog pomaka

područja (p_1, p_2, p_3) ni oblik strujnica u njima, ali se skraćuje duljina h onog dijela kontakta A u kojem nema deformacije. Time se izbacuje iz kruga osjenčani element vodiča duljine dh s homogenom razdiobom struje i zamjenjuje strujnom stazom jednake duljine, ali manjeg radija r.

Cilindrični element vodiča duljine dh i radija R, koje je sastavni dio strujnoga kruga, šalje kroz njegovu površinu magnetski tok

$$\mathrm{d}\Phi_R = \frac{\mu_0 \, i \, \mathrm{d}h}{2\pi} (K - \ln R). \tag{5032}$$

Konstanta K ovisi o obliku i dimenzijama konture kruga. Tu relaciju možemo najlakše dokazati tako da, analogno slici 514, zadani strujni krug k nadomjestimo ekvivalentnim kružnim prstenom p koji prolazi zadanim elementom i u kojem taj element proizvodi jednaki magnetski tok.



Sl. 514. Određivanje magnetskog toka koji element vodiča šalje kroz vlastitu petlju K

Poznato je da je samoinduktivitet takva prstena

$$L_{Rp} = \frac{\mu_0 D}{2}\left(\ln\frac{4D}{R} - 1{,}75\right), \tag{5033}$$

gdje je D srednji dijametar prstena, a $2R$ debljina vodiča. Ako prstenom teče struja i, prolazi kroz njegovu kružnu plohu magnetski tok

$$\Phi_{Rp} = i \cdot L_{Rp}.$$

Zbog simetrije dolazi na svaki element kružnog prstena duljine $\mathrm{d}h$ jednaki dio toka:

$$\mathrm{d}\Phi_R = \Phi_{Rp} \cdot \frac{\mathrm{d}h}{D\pi} = \frac{\mu_0 i\,\mathrm{d}h}{2\pi}\left(\ln\frac{4D}{R} - 1{,}75\right).$$

To je u skladu s prije navedenom općom jednadžbom (5032) ako se stavi $K = \ln 4D - 1{,}75$.

Izračunajmo još konstantni K za slučaj pravokutne strujne petlje prema slici 515. Element $i \cdot \mathrm{d}h$ proizvodi bilo u kojoj točki (x, y) indukciju

$$\mathrm{d}B = \frac{\mu_0 i\,\mathrm{d}h \sin\varphi}{4\pi\varrho^2}.$$

Kako je

$$\varrho = x/\sin\varphi,$$

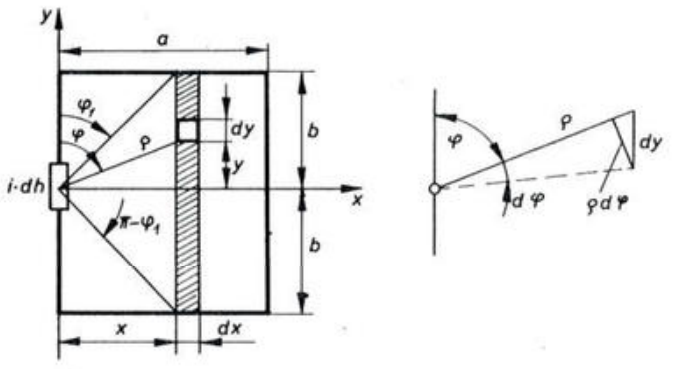
$$-\mathrm{d}y = \frac{\varrho\,\mathrm{d}\varphi}{\sin\varphi} = \frac{x\,\mathrm{d}\varphi}{\sin^2\varphi},$$

prolazi kroz infinitezimalnu plohu $\mathrm{d}x \cdot \mathrm{d}y$ dio magnetskog toka

$$\mathrm{d}^3\Phi_R = \mathrm{d}B\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y = -\frac{\mu_0}{4\pi} \cdot i\,\mathrm{d}h \cdot \frac{\mathrm{d}x}{x} \cdot \sin\varphi\,\mathrm{d}\varphi.$$

Isti element vodiča šalje kroz čitavu petlju tok

$$\mathrm{d}\Phi_R = \int\int \mathrm{d}^3\Phi = -\frac{\mu_0 i\,\mathrm{d}h}{4\pi} \int_{\pi-\varphi_1}^{\varphi_1} \int_R^a \frac{\mathrm{d}x}{x} \cdot \sin\varphi\,\mathrm{d}\varphi.$$



Sl. 515. Proračun koeficijenata K_1 i K_2 za pravokutnu strujnu petlju

Postepenim računom odredimo prvo dio tog toka kroz osjenčanu prugu $2b \cdot \mathrm{d}x$:

$$\mathrm{d}^2\Phi_R = \int_{\pi-\varphi_1}^{\varphi_1} \mathrm{d}^3\Phi = \frac{\mu_0 i\,\mathrm{d}h}{4\pi} \cdot \frac{\mathrm{d}x}{x} \int_{\varphi_1}^{\pi-\varphi_1} \sin\varphi\,\mathrm{d}\varphi = \frac{\mu_0 i\,\mathrm{d}h}{2\pi} \cdot \frac{\mathrm{d}x}{x} \cdot \cos\varphi_1.$$

Supstitucijom

$$\cos\varphi_1 = \frac{b}{\sqrt{x^2 + b^2}}$$

i ponovnom integracijom dobivamo tok u petlji

$$\mathrm{d}\Phi_R = \int_R^a \mathrm{d}^2\Phi = \frac{\mu_0 i\, b\,\mathrm{d}h}{2\pi} \int_R^a \frac{\mathrm{d}x}{x\sqrt{x^2 + b^2}}.$$

Budući da je

$$\int \frac{\mathrm{d}x}{x\sqrt{x^2 + b^2}} = -\frac{1}{b} \cdot \ln \frac{b + \sqrt{x^2 + b^2}}{x},$$

dobivamo konačno, uz $R \ll b$,

$$\mathrm{d}\Phi_R = \frac{\mu_0 i\,\mathrm{d}h}{2\pi} \left(\ln \frac{2b}{R} - \ln \frac{b + \sqrt{a^2 + b^2}}{a} \right). \tag{5034}$$

Stoga je tražena konstanta *za pravokutnu petlju* prema slici 515. određena izrazom

$$K = \ln \frac{2ab}{b + \sqrt{a^2 + b^2}}.$$

Za kvadratni oblik strujnoga kruga ($a = 2b$) izlazi iz posljednje jednadžbe

$$K = \ln \frac{2a}{1 + \sqrt{5}}.$$

Ako se element kontakta radija R zamijeni strujnom stazom jednake duljine, ali manjeg radija r, povećat će se uz jednaku struju magnetski tok prema relaciji (5032) na iznos

$$\mathrm{d}\Phi_r = \frac{\mu_0 i\,\mathrm{d}h}{2\pi}(K - \ln r).$$

Promjena toka iznosi prema tome

$$\mathrm{d}\Phi = \mathrm{d}\Phi_r - \mathrm{d}\Phi_R = \frac{\mu_0 i\,\mathrm{d}h}{2\pi} \cdot \ln \frac{R}{r}.$$

Kako je induktivitet $L = \Phi/i$, odgovara ta promjena toka ujedno i promjeni induktiviteta

$$\mathrm{d}L = \frac{\mathrm{d}\Phi}{i} = \frac{\mu_0\,\mathrm{d}h}{2\pi} \cdot \ln \frac{R}{r}. \tag{5035}$$

Na osnovi jednadžbi (5013) i (5035) dobivamo traženu odbojnu silu na pomičnom kontaktu

$$F_K = \frac{i^2}{2} \cdot \frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}h} = \frac{\mu_0 i^2}{4\pi} \cdot \ln \frac{R}{r} \tag{5036}$$

$$(F_K \ldots \mathrm{N},\ i \ldots \mathrm{A},\ \mu_0 \ldots \mathrm{H/m}).$$

Uvrstimo li za permeabilnost nemagnetskog materijala $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m, dobivamo

$$F_K = i^2 \cdot \ln \frac{R}{r} \cdot 10^{-7}$$

$$(F_K \ldots \mathrm{N},\ i \ldots \mathrm{A}),$$

odnosno

$$F_K = 1{,}02\, i^2 \cdot \ln \frac{R}{r} \cdot 10^{-8} \tag{5037}$$

$$(F_K \ldots \mathrm{kp},\ i \ldots \mathrm{A}).$$

Holm je u svojoj knjizi [2, str. 56] došao do jednakog rezultata računajući elektrodinamičke sile po zakonu

$$F = \int B\, i\, \mathrm{d}l,$$

analogno relaciji (5002). Pri tome je pretpostavio radijalni tok strujnica u sfernom provlačnom području dijametra $2R$ i kuglastu dodirnu plohu promjera $2a$, kako je prikazano na slici 203. Naprotiv, prema formulama Builova [5, str. 229] i Babikova [9, str. 357], koje oni navode bez matematičkih izvoda, dobivaju se dvostruko veće sile.

Ako za odnos radija uvrstimo $R/r \approx 150$, dakle $\ln (R/r) \approx 5$, a struju izrazimo u kA, dobivamo iz (5037) formulu

$$F_K \approx 0{,}05\, i^2$$

$$(F_K \ldots \mathrm{kp},\ i \ldots \mathrm{kA})$$

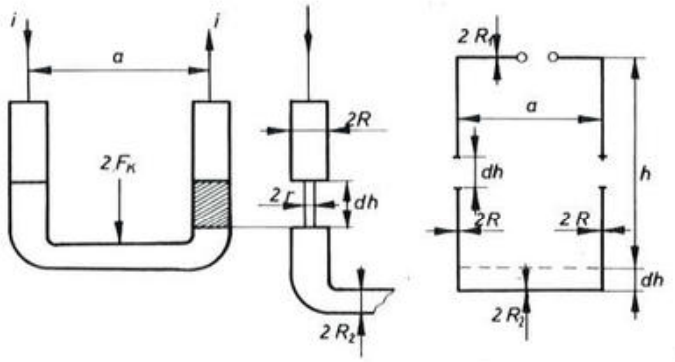
navedenu u priručniku Hütte [6].

Relacija (5036) pokazuje da je za kontaktne uređaje prema slici 512. odbojna sila F_K neovisna o obliku i dimenzijama strujnoga kruga te da se povećava s jačom koncentracijom strujnica na dodirnom mjestu.

Ako se kontakti dodiruju u n točaka jednakog radija r, odbojna se sila n puta smanjuje. Kroz svako mjesto prolazi n-ti dio ukupne struje i, te se na njemu, analogno jednadžbi (5036), javlja parcijalna sila

$$f = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \left(\frac{i}{n}\right)^2 \cdot \ln \frac{R}{r}.$$

Drugačiji je karakter odbojnih sila koje se javljaju na *kontaktnom mostu s dvostrukim prekidanjem* prema slici 516. U tom se slučaju virtualnim pomakom kontakta dobiva promjena induktiviteta koja se sastoji od ovih dijelova:



Sl. 516. Proračun odbojnih sila na kontaktnom mostu

dL_1 – od produljenja vertikalnih grana radija R za iznos dh,
dL_2 – od zamjene vertikalnih elemenata duljine dh i radija R jednako dugim strujnicama radija r,
dL_3 – od povećanja razmaka među horizontalnim granama radija R_1 i R_2 za iznos dh.

Induktivitet vertikalnih grana daje poznata relacija

$$L_1 = \frac{\mu_0 h}{4\pi}\left(4 \ln \frac{a}{R} + 1\right),$$

te je prema tome

$$\frac{dL_1}{dh} = \frac{\mu_0}{4\pi}\left(4 \ln \frac{a}{R} + 1\right). \tag{5039}$$

Komponenti dL_2 odgovara dvostruki iznos relacije (5035) jer su u krugu dva kontakta, pa je stoga

$$\frac{dL_2}{dh} = \frac{\mu_0}{\pi} \cdot \ln \frac{R}{r}. \tag{5040}$$

Induktivitet horizontalnih grana

$$L_3 = \frac{\mu_0 a}{2\pi}\left(\ln \frac{h^2}{R_1 R_2} + 0{,}5\right) = \frac{\mu_0 a}{2\pi}(2 \ln h - \ln R_1 R_2 + 0{,}5)$$

mijenja se spuštanjem kontaktnog mosta prema zakonu

$$\frac{dL_3}{dh} = \frac{\mu_0}{\pi} \cdot \frac{a}{h}. \tag{5041}$$

Iz jednadžbi (5039), (5040) i (5041) izlazi ukupna promjena induktiviteta

$$\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}h} = \frac{\mathrm{d}L_1 + \mathrm{d}L_2 + \mathrm{d}L_3}{\mathrm{d}h} = \frac{\mu_0}{\pi}\left(\ln\frac{a}{R} + 0{,}25 + \ln\frac{R}{r} + \frac{a}{h}\right) =$$

$$= \frac{\mu_0}{\pi}\left(\ln\frac{a}{r} + 0{,}25 + \frac{a}{h}\right).$$

Posljedica je te promjene da se na promatranom paru kontakata pojavljuje sila prema jednadžbi (5013). Na svaki kontakt dolazi polovica ukupne sile, dakle

$$F_K = \frac{i^2}{4}\cdot\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}h} = \frac{i^2\,\mu_0}{4\pi}\left(\ln\frac{a}{r} + 0{,}25 + \frac{a}{h}\right) \tag{5042}$$

$(F_K \ldots \mathrm{N},\ i \ldots \mathrm{A},\ \mu_0 \ldots \mathrm{H/m}).$

Budući da je $\mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7}$ H/m i da je $a \ll h$, može se ta jednadžba pisati u obliku

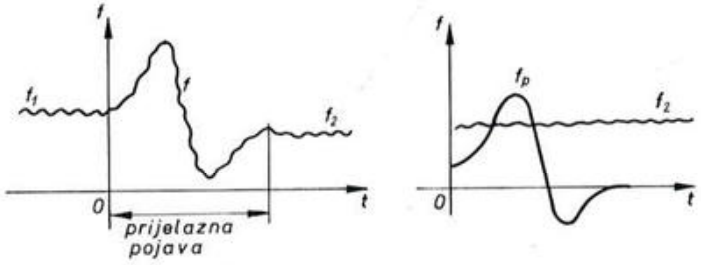
$$F_K \approx i^2\left(\ln\frac{a}{r} + 0{,}25\right)\cdot 10^{-7} \tag{5043}$$

$(F_K \ldots \mathrm{N},\ i \ldots \mathrm{A}).$

Dobiveni se rezultat slaže s podacima koje za taj slučaj navodi Kesselring [3, str. 98]. Za razliku od prije opisanog slučaja prema slici 512, ovdje se u jednadžbi odbojne sile uopće ne pojavljuje radij kontakta R.

6. ELEKTRIČNI LUK I PRIJELAZNE POJAVE U PROCESIMA SKLAPANJA

Procesi uklapanja i prekidanja spadaju u red *prijelaznih pojava* kojima neki strujni krug prelazi iz početnog u konačno stacionarno stanje. Primjer za vremensku promjenu bilo koje fizikalne veličine $f(t)$ (napona, struje itd.) u takvu krugu prikazuje slika 6001. U njoj predočuje f_1 početno stanje, a f_2 konačno



Sl. 6001. Dijagram prijelazne pojave i njezinih komponenata

stanje promatrane istosmjerne ili izmjenične funkcije. Prijelazna se pojava f može smatrati zbrojem *prolazne* komponente f_p i *stacionarne* komponente f_2:

$$f(t) = f_p(t) + f_2(t). \tag{6001}$$

Djelovanje sklopnih aparata svodi se na promjenu njihova otpora Z_A od neke početne vrijednosti Z_{A1} na konačnu vrijednost Z_{A2}. O vremenskom toku te promjene $Z_A(t)$ ovisi i tok *prijelaznih pojava* uzrokovanih djelovanjem aparata. Njihovo se određivanje osniva na poznatim *zakonima ravnoteže*, kojima u svakom času moraju udovoljiti trenutne vrijednosti *napona*, *struje* i *energije*. Ti se zakoni mogu sažeti u ova tri uvjeta:

a) u zatvorenom je krugu zbroj elektromotornih sila jednak zbroju padova napona (II Kirchhoffov zakon),

b) u čvorištu vodova zbroj je ulaznih struja jednak zbroju izlaznih (I Kirchhoffov zakon),

c) u svakom je sistemu zbroj energija proizvedenih elektromotornim silama jednak zbroju energija utrošenih u impedancijama.

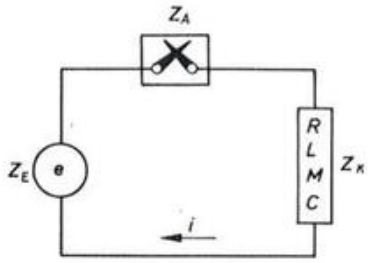
Opći oblik II Kirchhoffova zakona za ravnotežu napona

$$\sum e = \sum (i \cdot z). \tag{6002}$$

bio bi za strujni krug prema slici 6002.

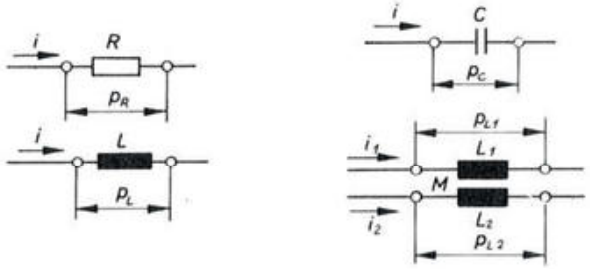
$$e = i Z_E + i Z_A + i Z_K = p_E + p_A + p_K. \tag{6003}$$

Pri tome veličina e označuje elektromotornu silu, i struju, Z impedanciju, a $p = i Z$ pad napona na impedanciji. Na slici 6002. Z_E je unutrašnji otpor izvora



Sl. 6002. Primjer strujnoga kruga koji se sastoji od izvora energije, potrošača i sklopnog aparata

energije, Z_A otpor sklopnog aparata, a Z_K rezultantni otpor preostalog dijela kruga, sastavljen bilo od kakve kombinacije omskih otpora R, samoinduktiviteta L, međuinduktiviteta M i kapaciteta C.



Sl. 6003. Pad napona na osnovnim tipovima impedancija

Za različite elemente strujnoga kruga prema slici 6003. pad napona određen je ovim relacijama:

$$\left.\begin{aligned} p_R &= i Z_R = i R \\ p_L &= i Z_L = \frac{\mathrm{d}\psi}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}(L i)}{\mathrm{d}t} \\ p_c &= i Z_c = \frac{q_c}{C} = p_{c0} + \frac{1}{C}\int_0^t i\,\mathrm{d}t; \quad i = \frac{\mathrm{d}(C \cdot p_c)}{\mathrm{d}t} \\ p_{L1} &= \frac{\mathrm{d}(L_1 i_1 + M i_2)}{\mathrm{d}t}. \end{aligned}\right\} \tag{6004}$$

Pri tome je

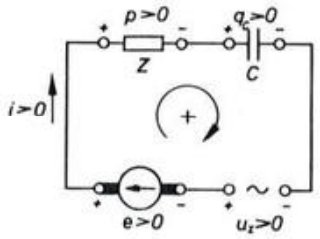
p (V) – pad napona,
i (A) – struja,
Z (Ω) – impedancija,
ψ (Wb) – ulančeni magnetski tok,
q_c (C) – električni naboj kondenzatora,
p_{c0} (V) – napon kondenzatora u času t = 0.

Simbolom p želi se istaknuti razlika prema pojmu »protunapona«

$$u_z = -p = -i \cdot Z. \tag{6005}$$

da bi se izbjegle zabune u predznacima. Pad napona je zapravo komponenta narinutog napona koja se troši u pojedinom dijelu kruga. Protunapon je fiktivna elektromotorna sila bez unutrašnjeg otpora kojom se može nadomjestiti impedancija Z, a da prilike u krugu ostanu nepromijenjene. Stoga se jednadžba (6002) može pisati i u obliku

$$\sum(e + u_z) = 0. \tag{6006}$$



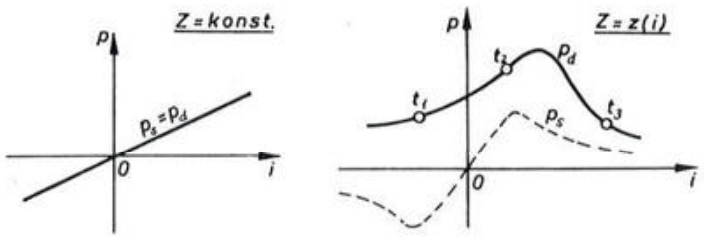
Sl. 6004. Određivanje predznaka u jednadžbama ravnoteže napona

Slika 6004. pokazuje kako se uz odabrani pozitivni smisao obilaženja kruga određuje predznak veličina u jednadžbama (6002)...(6006). Pozitivni, odnosno negativni predznaci na krajevima pojedinog elementa označuju stezaljke višega, odnosno nižega potencijala. Pad napona p smatra se, dakle, pozitivnim ako potencijalna razlika na stezaljkama impedancije nastoji u njoj samoj proizvesti struju pozitivnog smisla. Naprotiv, protunapon u_z smatra se pozitivnim kad proizvodi pozitivnu struju u vanjskom dijelu kruga.

Impedancija Z može se samo u slučaju idealnog omskog otpora smatrati konstantnom veličinom $Z = R = \text{konst}$, a inače je i sama zavisna od jakosti struje: $Z = Z(i)$. Zato je njezina karakteristika, koja pokazuje ovisnost pada napona o struji (odnosno ovisnost struje o narinutom naponu), općenito neka krivulja $p(i)$, koja samo za idealan omski otpor ima linearni karakter. Osim toga, treba uzeti u obzir da impedancija često ne zavisi samo do jakosti struje, već i od brzine njezine promjene. Stoga treba općenito razlikovati dvije vrste karakteristika prema slici 6005:

a) *statičku karakteristiku* $p_s(i)$ kad otporom teče konstantna struja $i = \text{konst}$,

b) *dinamičku karakteristiku* $p_d(i)$ ako otporom teče promjenljiva struja $i(t)$. U toj karakteristici odgovara svaka točka krivulje nekom drugom času t.



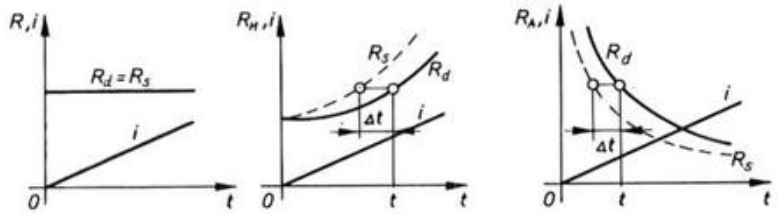
Sl. 6005. Statičke i dinamičke karakteristike $p(i)$

Razlike između karakteristika p_s i p_d pojavljuju se npr. pri impedancijama koje su u svojoj biti određene promjenama elektromagnetskih polja, ili pri onima koje ovise o toplinskim efektima struje. Prvoj grupi pripadaju induktivni otpori Z_L i kapacitivni Z_c, kojima su statičke karakteristike određene veličinama $Z_{LS} \equiv 0$, $Z_{cs} \equiv \infty$. U drugoj grupi valja spomenuti metalne omske otpore R_M, kojima je statička karakteristika određena relacijom

$$R_{MS} = R_M(i) = R_0(1 + \bar{\alpha}\,\vartheta) = R_0(1 + \beta i^2),$$

i otpor električnog luka R_A. Zbog termičke tromosti te grupe impedancija ne može se njihova temperatura $\vartheta(i)$, a prema tome ni veličina R_M ili R_A, trenutno prilagoditi novoj vrijednosti struje onako kako bi to odgovaralo statičkoj karakteristici. Zato njihova trenutna vrijednost R_d u dinamičkoj karakteristici odgovara nekom prošlom stanju struje:

$$R_d[i(t)] = R_s[i(t - \Delta t)]. \tag{6007}$$



Sl. 6006. Statičke i dinamičke karakteristike $R(t)$

To se vidi iz vremenskih dijagrama otpora na slici 6006, koji su crtani za slučaj linearnog porasta struje $i(t)$. Prvi odgovara idealnom omskom otporu R = konst., drugi metalnom otporu R_M, koji raste sa strujom, a treći otporu luka R_A, koji opada sa strujom. Što je brža promjena struje između dvaju stanja, to je manja promjena otpora R_M i R_A (tj. veće njihovo zaostajanje za strujom), te karakteristika $p_d(i)$ postaje to više linearna. Ako se struja i mijenja periodički s vrlo velikom frekvencijom, postaju R_M i R_A gotovo konstantni i jednaki nekoj srednjoj vrijednosti otpora (jer će i njegova temperatura poprimiti neku srednju konstantnu vrijednost).

Krivulje p_s su za stanovito stanje okoline (temperaturu, tlak itd.) potpuno određene materijalom i dimenzijama otpora, te svakom otporu odgovara samo jedna statička karakteristika p_s, dok mu, naprotiv, za svaku funkciju $i(t)$ odgovara druga dinamička krivulja p_d.

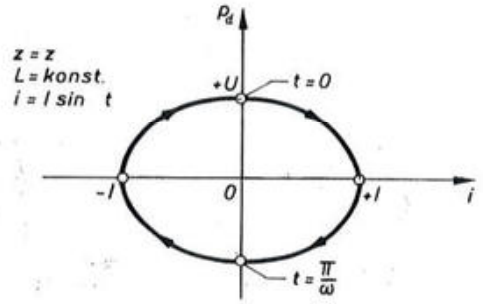
Ako induktivnim otporom Z_L konstantnog induktiviteta L teče sinusna izmjenična struja

$$i = I \cdot \sin \omega t, \tag{6008}$$

nastaje na njemu pad napona

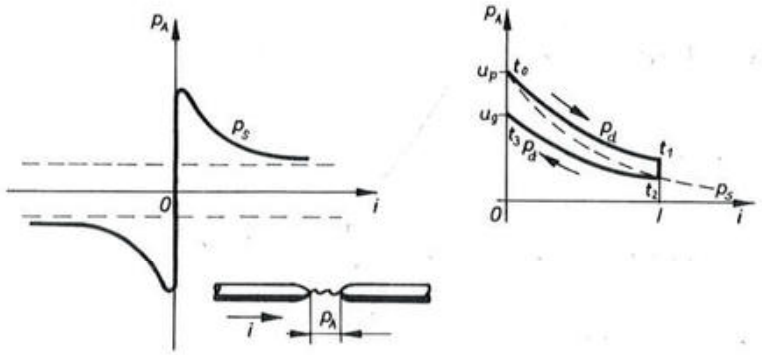
$$p = L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} = IL\omega \cdot \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = U \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right). \tag{6009}$$

Prikažemo li njihovu vezu u koordinatnom sistemu (p, i), dobivamo za taj slučaj dinamičku karakteristiku u obliku elipse prema slici 6007.



Sl. 6007. Dinamička karakteristika prigušnice

Otpor električnog luka Z_A je omskog karaktera utoliko što se nul-točke struje i napona vremenski podudaraju. No, za razliku od metalnih otpora, njegova karakteristika opada s porastom struje prema slici 6008. Ako je jača struja, intenzivnija je ionizacija lučne plazme, a time i opadanje otpora luka Z_A. Nacrtana



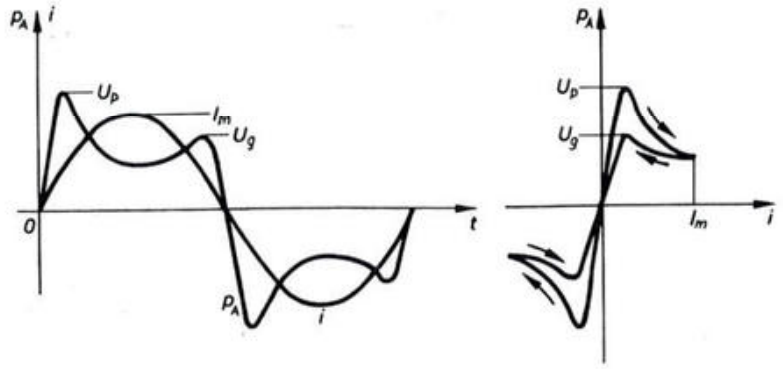
Sl. 6008. Statička i dinamička karakteristika luka

dinamička karakteristika odgovara slučaju kad se struja naglo povećava od nule do vrijednosti I, koja se neko vrijeme podržava na konstantnom iznosu, te se zatim opet naglo smanjuje na nulu. Grana koja odgovara porastu struje je iznad statičke karakteristike p_s, jer se zbog prekratkog vremena $t_1 - t_0$ stupac luka ne može toliko ugrijati i ionizirati da odgovara stacionarnom stanju, te je i njezin otpor veći od statičkoga. Povratna grana je ispod statičke krivulje, jer zbog kratkog vremena $t_3 - t_2$ ohlađivanje i deionizacija ne dostižu stupanj koji odgovara stacionarnom stanju, te je otpor luka manji od statičkoga. Drugim riječima, u intervalu $t_0 \ldots t_1$ dinamički je luk hladniji, a u intervalu $t_2 \ldots t_3$ topliji od statičkog luka ako su vrijednosti struje jednake. U dijagramu označene točke u_p i u_g prikazuju *napon paljenja* i *napon gašenja* luka.

Slika 6009. prikazuje dinamičku karakteristiku luka u krugu izmjenične struje. Vremenski dijagram u lijevom dijelu slike pokazuje deformaciju krivulje napona koju je uzrokovao promjenljiv otpor luka.

Već je spomenuto da za određivanje prijelaznih pojava osim Kirchhoffovih zakona služi i energetski zakon

$$\sum e\,i\,\mathrm{d}t = \sum \mathrm{d}W_z = \sum p\,i\,\mathrm{d}t, \qquad (6010)$$



Sl. 6009. Dinamička karakteristika luka izmjenične struje

gdje W_z (J) označuje dio ukupno dovedene energije koji se troši u pojedinoj impedanciji Z. Za elemente kruga označene na slici 6003. dobiva se pomoću relacije (6004):

$$\left.\begin{aligned}
&\mathrm{d}W_R = p_R\, i\, \mathrm{d}t = i^2 R\, \mathrm{d}t = \frac{p_R^2}{R}\,\mathrm{d}t \\
&\mathrm{d}W_L = p_L\, i\, \mathrm{d}t = L\, i\, \mathrm{d}i + i^2\, \mathrm{d}L = \mathrm{d}\left(\frac{L i^2}{2}\right) + \frac{i^2}{2}\,\mathrm{d}L \\
&\mathrm{d}W_C = p_C\, i\, \mathrm{d}t = C\, p_C\, \mathrm{d}p_C + p_C^2\, \mathrm{d}C = \mathrm{d}\left(\frac{C\, p_C^2}{2}\right) + \frac{p_C^2}{2}\,\mathrm{d}C \\
&\mathrm{d}W_{LM} = p_{L1}\, i_1\, \mathrm{d}t + p_{L2}\, i_2\, \mathrm{d}t = \\
&\qquad = \mathrm{d}\left(\frac{L_1\, i_1^2}{2}\right) + \mathrm{d}\left(\frac{L_2\, i_2^2}{2}\right) + \mathrm{d}\,(M\, i_1\, i_2) + \frac{i_1^2}{2}\,\mathrm{d}L_1 + \frac{i_2^2}{2}\,\mathrm{d}L_2 + i_1\, i_2\, \mathrm{d}M.
\end{aligned}\right\} \quad (6011)$$

Ako su vrijednosti L, M i C konstantne, otpadaju članovi koji sadrže dL, dM i dC.

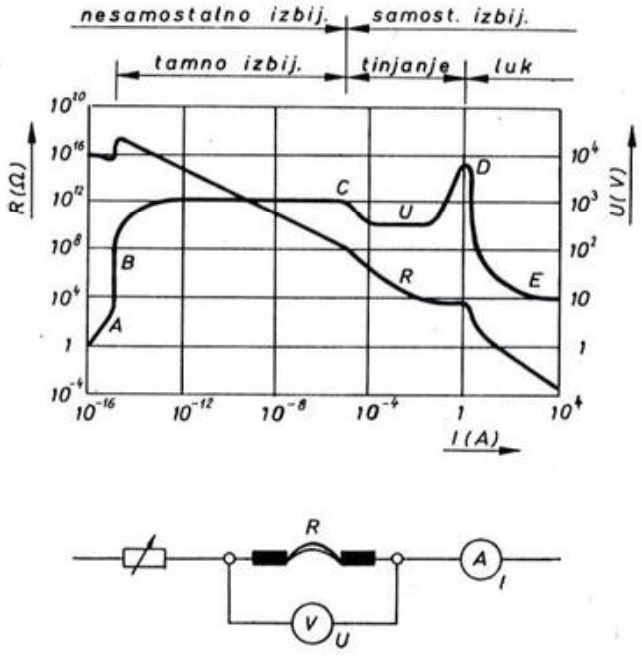
Na temelju općenitih relacija (6002) i (6010) mogu se za neki određeni strujni krug postaviti diferencijalne jednadžbe prijelaznih stanja. Pri određivanju konstanata integracije treba uzeti u obzir *uvjet tromosti*, prema kojem struja u induktivnom otporu i napon na kapacitivnomu ne mogu trenutno promijeniti svoju vrijednost.

Strogo uzevši, ne može se nijedna električna veličina trenutno promijeniti od početnog iznosa na konačni. Za struju i napon to izlazi iz činjenice da nijedan strujni krug nije idealno omski, već uvijek sadrži i nešto induktiviteta i kapaciteta. Zato u prvi čas poslije naglog prekida kruga struja zadržava punu vrijednost i nastavlja svoj put među otvorenim kontaktima u obliku električnog luka. To ujedno znači da ni otpor aparata Z_A na slici 6002. ne može pri prekidanju trenutno poprimiti najvišu vrijednost, već joj se kao promjenljivi otpor električnog luka tek postepeno približava. Iz teorije kontakata izlazi da promjena kontaktnog otpora ne bi ni bez električnog luka mogla biti diskontinuirana. Ona je, naime, funkcija kontaktnog pritiska i stvarne dodirne površine, te se stoga mijenja u ovisnosti o mehanički ograničenoj brzini kretanja kontakata.

Kao što vidimo, fizikalna svojstva pojedinih elemenata Z strujnog kruga uvjetuju kontinuirani karakter prijelaznih pojava. Unatoč tome, može u nekim slučajevima doći do veoma znatne i nagle promjene struje i napona.

62. OSNOVE TEORIJE ELEKTRIČNOG LUKA

Zakoni uklapanja i prekidanja struje, kojima su posvećena iduća poglavlja, pokazuju da je električni luk jedna od fizikalnih osnova djelovanja sklopnih aparata. Stoga će postizanje optimalnih karakteristika uvelike zavisiti od poznavanja svojstava luka, kako bi se prikladnom konstrukcijom iskoristile njegove prednosti i ograničile štetne posljedice. Treba odmah spomenuti da zbog složenosti eksperimentalnih istraživanja, danas još mnoga pitanja iz teorije električnog luka nisu dovoljno protumačena, iako je do prvih otkrića o luku došlo već u početku 19. stoljeća (V. V. Petrov 1802, H. Davy 1809).



Sl. 6010. Karakteristike izbijanja u plinovima

Električni luk je vrsta samostalnog izbijanja u plinovima, karakterizirana visokom temperaturom i velikom gustoćom struje, pojavom usijane katodne mrlje s jakom termoelektronskom i fotoelektronskom emisijom te padajućom karakteristikom napon-struja. Ta je karakteristika predočena krivuljom DE u dijagramu 6010, koji shematski prikazuje vezu između različitih vrsta izbijanja. Dijagram je razvučen u području struja do 1A zbog logaritmičkih skala na koordinatnim osima. Uz linearna mjerila pada točka paljenja luka D praktički na os ordinata. Na slici je osim karakteristike $U(I)$ ucrtan i pripadni otpor ioniziranog medija među elektrodama $R(I) = U/I$.

621. Vrste izbijanja koje prethode luku

Zrak i ostali plinovi, koji se obično smatraju odličnim izolatorima, u električnom polju ipak pokazuju neznatnu vodljivost. To je zato što su gotovo svagdje izloženi djelovanju nekog vanjskog ionizatora (radioaktivnih tvari, kozmičkih zraka, ultravioletnog svjetla i sl.) koji u plinu među elektrodama stvara određenu količinu nosilaca naboja u jedinici vremena. Dok je električno polje slabo, neće svi ti nosioci dospjeti do elektroda, već se dio gubi rekombinacijom i difuzijom u okolni prostor. S jačanjem polja usmjerava se sve veći dio stvorenih naboja prema elektrodama, te struja u početku raste proporcionalno s naponom, kako prikazuje početni dio karakteristike do točke A. Unatoč povišenom naponu zadržava se u intervalu AB približno konstantan iznos »*struje zasićenja*« jer vanjski ionizator ne stvara dovoljno nosilaca za daljnji porast struje. U području BC dolazi već do takva ubrzanja manjeg dijela slobodnih elektrona i iona u električnom polju da se zbog ionizacije sudarom počinju stvarati nove nabijene čestice. Ovdje se, dakle, djelovanju vanjskog ionizatora pridružuje vlastiti mehanizam udarne ionizacije. Pojave prikazane linijom BC poznate su pod imenom *Townsendova* ili *tamnog izbijanja*. Svi opisani procesi do točke C pripadaju području *nesamostalnog izbijanja*, jer se uklanjanjem vanjskog ionizatora bilo u kojoj točki karakteristike ABC prekida prolaz struje. To znači da u intervalu AC elektroni kojih let između dva sudara nije dulji od srednjeg slobodnog puta nemaju dovoljnu kinetičku energiju za ionizaciju molekula plina. U točki C započinje područje *samostalnog izbijanja* koje je praćeno svjetlosnim efektima. Ovdje i elektroni na srednjem slobodnom putu dobivaju dovoljnu energiju za ionizaciju plina, pa se proces izbijanja podržava vlastitim mehanizmom i bez vanjskog izvora zračenja. Prvi njegov interval CD odgovara *tinjavom izbijanju*, opisanom u poglavlju 42. Početni (silazni) dio intervala CD naziva se subnormalnim, tinjavim izbijanjem, srednji (horizontalni) normalnim, a završni (uzlazni) anomalnim. Karakteristično je za normalno tinjavo izbijanje da gustoća katodne struje i katodni pad napona praktički ne ovise o struji i tlaku, već jedino o materijalu katode i sastavu plina. Za sistem Cu – zrak katodni je pad tinjavog izbijanja oko 370 V, a za sistem Ag – zrak oko 280 V [23, str. 51]. Svijetli tinjavi sloj uz katodu pokriva samo dio njezine površine te se širi s porastom struje tako da gustoća struje ostane konstantna. Kada svijetli sloj pokrije cijelu katodu, počinju gustoća struje i napon rasti, što označava prijelaz u anomalno tinjanje. U točki D nastaje konačno preskok u obliku *iskre*, koja prelazi u *električni luk*, ako je izvor struje dovoljno snažan. Iskra je završni stupanj u nizu izbijanja koja su vezana uz hladnu katodu. Pri tome struja prolazi na mahove, i to za svaku iskru po drugoj stazi, jer se između dva trenutna preskoka dielektrik opet brzo obnavlja. Dovoljno velika energija izvora uzrokuje znatno zagrijavanje površine elektroda sa snažnom emisijom elektrona iz usijane katode i trajni proboj plinovitog medija u obliku električnog luka. Pri tome gustoća struje vrlo mnogo poraste (do nekoliko tisuća A/cm^2), a katodni se pad napona znatno smanji (na desetak V).

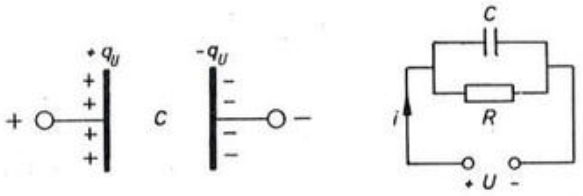
622. Procesi ionizacije i vođenje struje u plinovima

Razmotrimo ukratko mehanizam vođenja struje u pojedinim fazama izbijanja. Poznato je da su plinovi u normalnom stanju građeni od električki neutralnih molekula i prema tome nevodljivi. Ako se u takvu plinu na pločaste elektrode,

prema slici 6011, priključi konstantan napon, na njima će se nagomilati određena količina naboja

$$q\,u = UC, \tag{6012}$$

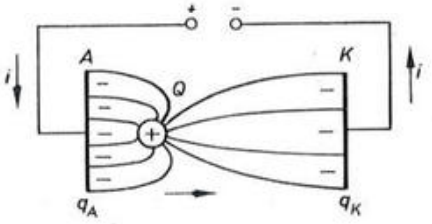
ovisno o naponu izvora U i kapacitetu elektroda C, ali se u krugu neće uspostaviti neki mjerljivi iznos struje. Tek ako u prostor među pločama ubacimo nabijene čestice ili ga podvrgnemo efektima ionizacije (npr. zračenju plina ili



Sl. 6011. Shema kruga s plinovitim medijem

elektroda Röntgenovim zrakama, zagrijavanju plina itd.), njegova će se vodljivost povećati i u krugu će poteći struja *nesamostalnog izbijanja* kao da smo kapacitet elektroda premostili paralelnim otporom R.

Početak vođenja struje predočava pojednostavljena shema na slici 6012. Pretpostavimo da je ionizacijom plina nastala mala količina prostornog naboja $+Q$ i $-Q$. Pod utjecajem električnog polja kreće se pozitivni naboj prema



Sl. 6012. Struja nesamostalnog izbijanja

katodi K, a negativni prema anodi A. Promatrajmo načas samo kretanje pozitivnog naboja Q, koji influencijom izaziva na pločama dodatne količine negativnih naboja $-q_A$ i q_K (budući da su prije nagomilani naboji na pločama $+q_U$ i $-q_U$, određeni relacijom 6012, međusobno vezani). Uz pretpostavku da sve silnice naboja Q završavaju na pločama, bit će

$$q_A + q_K = Q = \text{konst.} \tag{6013}$$

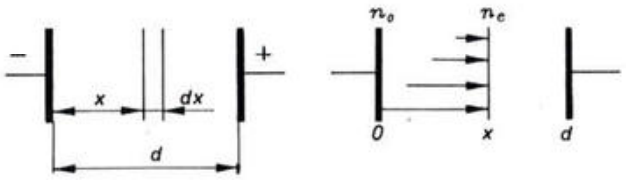
To znači da je svako povećanje katodnog naboja q_K istodobno praćeno smanjivanjem anodnog naboja q_A za jednak iznos $\mathrm{d}q$.

S približavanjem katodi naboj Q veže sve veću količinu negativnog naboja $-q_K$ koja struji na ploču metalnim vodičem iz negativnog pola izvora. Isto tako se pri udaljavanju od anode oslobađa jednak dio naboja $-q_A$ koji odlazi s ploče prema pozitivnom polu. Na taj se način zatvara u krugu struja

$$i = \frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}t}.$$

Ta se struja pojačava djelovanjem negativnog prostornog naboja $-Q$ koji se kreće u suprotnom smjeru. Stvarno se u plinu odvija istodobno mnogo takvih pojedinačnih procesa, koji tek zajedno određuju ukupnu struju izbijanja i vodljivost medija. Pri tome treba uzeti u obzir da dio slobodnog naboja uopće ne stiže do elektroda, već se djelomično opet spaja u neutralne molekule *(rekombinacija)*, a djelomično se gubi u okolni prostor *(difuzija)*. Zato u stvaranju struje sudjeluje samo dio slobodnih naboja, ali se njiihov postotak koji stiže do elektroda povećava razmjerno s jakošću polja. Uz neki određeni napon (točka A na slici 6010) njihova će brzina toliko porasti da će svi naboji stizati do elektroda jer im ne ostaje dovoljno vremena za rekombinaciju. Na taj se način tumači pojava struje zasićenja.

Da bi se prekoračila spomenuta granica, potrebno je pojačati stvaranje slobodnih nosilaca elektriciteta znatnim povišenjem napona (iznad točke B na slici 6010). Taj se prijelaz u područje *tamnog izbijanja* osniva na Townsendovoj teoriji *elektronske lavine*. Pretpostavimo da katoda pod utjecajem nekog vanjskog agensa (npr. ultravioletnog zračenja) emitira n_0 elektrona po m^2 površine u sekundi. S porastom napona iznad spomenute kritične vrijednosti u točki B njihova će se kinetička energija toliko povećati da postanu sposobni za udarnu ionizaciju plina. Oni će, dakle, na svom putu prema anodi izbijati elektrone iz neutralnih molekula i tako stvarati parove novih naboja (lakih negativnih elektrona i teških pozitivnih iona). Ubrzani novostvoreni elektroni također će ionizirati molekule, te na taj način, idući prema anodi, broj elektrona sve više raste.



Sl. 6013. Stvaranje lavine udarnom ionizacijom

Pretpostavimo da *svaki elektron po metru svog puta proizvede* α *novih parova naboja*. Ako kroz $1\,m^2$ presjeka na mjestu x prema slici 6013. prolazi n_e elektrona u sekundi, nastat će u sloju debljine dx i presjeka $1\,m^2$ svake sekunde

$$dn_e = n_e \alpha\, dx \tag{6014}$$

novih elektrona. Prema tome je

$$\frac{dn_e}{n_e} = \alpha\, dx,$$

odnosno

$$\ln n_e = \alpha x + C.$$

Kako za $x = 0$ (tj. na površini katode) mora biti $n_e = n_0$, slijedi $C = \ln n_0$, dakle

$$\ln \frac{n_e}{n_0} = \alpha x,$$

te konačno

$$n_e(x) = n_0 \cdot e^{\alpha x}. \tag{6015}$$

Na anodu ($x = d$) dolazi prema tome

$$n_e(d) = n_0 \cdot e^{\alpha d} \tag{6016}$$

elektrona po m^2 u sekundi.

Budući da se novi slobodni naboji javljaju u parovima suprotnog polariteta, to se i broj pozitivnih iona, koji nastaju pri sudaru *elektrona* s molekulama, može, analogno relaciji (6014), odrediti pomoću prirasta

$$dn_i = n_e \alpha \cdot dx.$$

Uvrstimo li ovdje jednadžbu (6015), dobivamo

$$dn_i = n_0 \alpha \cdot e^{\alpha x} dx. \tag{6017}$$

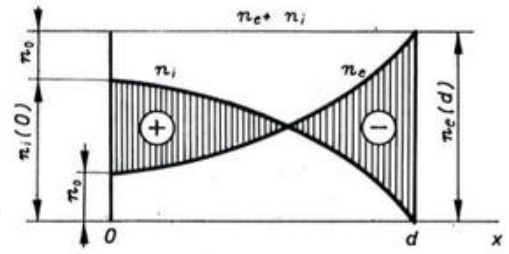
Broj iona koji nastaju desno od promatranog presjeka u stupcu plina duljine $d - x$, te koji svake sekunde prolazi kroz 1 m^2 tog presjeka, određen je integralom

$$n_i(x) = \int_x^d dn_i = n_0 (e^{\alpha d} - e^{\alpha x}). \tag{6018}$$

Prema tome na katodu ($x = 0$) stiže ovaj broj pozitivnih naboja:

$$n_i(0) = n_0 (e^{\alpha d} - 1). \tag{6019}$$

Usporedba s formulom (6016) pokazuje da je taj broj jednak broju novostvorenih elektrona na putu d, tj. razlici $n_e(d) - n_0$, a to odgovara pretpostavkama.



Sl. 6014. Prostorna raspodjela naboja

Relacije (6015) i (6018) predočene su grafički na slici 6014. Krivulje prikazuju broj elektrona i iona koji svake sekunde prolaze kroz 1 m^2 promatranog presjeka, a prema tome i odgovarajuće komponente gustoće struje u A/m^2:

$$\left.\begin{aligned} j_e &= q_0 \cdot n_e \\ j_i &= q_0 \cdot n_i, \end{aligned}\right\} \tag{6020}$$

gdje je $q_0 = 1{,}59 \cdot 10^{-19}$ C veličina elementarnog naboja. Zbroj obiju krivulja razmjeran je gustoći ukupne struje izbijanja

$$j = q_0 (n_e + n_i) = q_0 n_0 \cdot e^{\alpha d} = \text{konst.} \tag{6021}$$

Ako su brzine čestica konstantne, pokazuju krivulje n_e i n_i u drugom mjerilu i prostornu gustoću elektrona i iona, tj. njihov broj u 1 m^3 plina:

$$\left.\begin{aligned} N_e &= n_e/v_e \\ N_i &= n_i/v_i \\ \left(N \ldots \frac{1}{\mathrm{m}^3},\ n \ldots \frac{1}{\mathrm{m}^2\,\mathrm{s}},\ v \ldots \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}\right). & \end{aligned}\right\} \tag{6022}$$

Zbog suprotnih polariteta elektrona i iona predočuje razlika obiju krivulja, prikazana ordinatama osjenčane plohe, *rezultantnu gustoću prostornog naboja*

$$N = N_i - N_e.$$

Iz slike se jasno razabire *koncentracija pozitivnih naboja ispred katode i negativnih ispred anode.* Ona uzrokuje i nejednoliku raspodjelu potencijala duž puta izbijanja i stvaranje relativno velikih padova napona uz površine elektroda.

Dobivena slika daje samo približan pregled stvarnih odnosa, jer smo u dosadašnjem razmatranju namjerno izostavili mnoge činioce, npr. ionizaciju plina relativno sporim ionima, pojačanu emisiju elektrona iz katode zbog bombardiranja ionima, utjecaj procesa rekombinacije i difuzije itd. Da bismo protumačili idući razvoj procesa do prijelaza u *samostalno izbijanje*, morat ćemo se osvrnuti i na neke od spomenutih činilaca.

Ako u nekom trenutku, kada se proces razvio do određenog intenziteta, uklonimo vanjski ionizator (npr. zračenje katode), mogu općenito nastati tri slučaja: da se izbijanje prekine, da se stabilizira ili da se dalje razvije u slijedeću fazu izbijanja. Jednadžbe tamnog izbijanja (6016) i (6019) pokazuju da se *samom ionizacijom plina pomoću elektrona proces ne može ustaliti* jer eliminacijom vanjskog agensa (tj. $n_0 = 0$) postaje $n_e(d) = 0$ i $n_i(0) = 0$.

Uvedimo stoga u račun još i porast katodne emisije zbog bombardiranja pozitivnim ionima i pretpostavimo da *svaki pristigli ion izbije iz katode* γ *novih elektrona.* Dakako, ta će pojava, na već opisan način, izazvati porast lavine pozitivnih i negativnih naboja, a time još jače bombardiranje katode, dok se njezina emisija ne ustali na nekom stacionarnom iznosu od n_K elektrona u sekundi po m^2.

Uz početnu nesamostalnu emisiju od n_0 elektrona stizalo je prema jednadžbi (6019) na katodu $n_0(\mathrm{e}^{\alpha d} - 1)$ pozitivnih iona. Analogno će uz pojačanu emisiju n_K na nju udarati $n_K(\mathrm{e}^{\alpha d} - 1)$ iona koji će iz katode oslobađati dodatnih $\gamma \cdot n_K(\mathrm{e}^{\alpha d} - 1)$ elektrona. Ukupna stacionarna emisija katode je prema tome

$$n_K = n_0 + \gamma \cdot n_K(\mathrm{e}^{\alpha d} - 1) \tag{6023}$$

elektrona po $\mathrm{m}^2\,\mathrm{s}$. Prvi član desne strane sadrži udio nesamostalne emisije, a drugi član udio samostalne. Iz posljednje jednadžbe izlazi

$$n_K = \frac{n_0}{1 - \gamma(\mathrm{e}^{\alpha d} - 1)}. \tag{6024}$$

Uvijet za prijelaz nesamostalnog izbijanja u samostalno slijedi izravno iz jednadžbe (6023) ako se stavi $n_0 = 0$. Tada mora biti

$$\gamma(\mathrm{e}^{\alpha d} - 1) = 1. \tag{6025}$$

Dakako, time je zadovoljena i jednadžba (6024) u kojoj i brojnik i nazivnik poprimaju vrijednost nula.

Iz relacije (6016) izlazi da na anodu stiže $e^{\alpha d}$ puta toliko elektrona koliko ih emitira katoda, dakle:

$$n_A = n_K \cdot e^{\alpha d} = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)}.$$

Prema tome je stacionarna gustoća struje pri tamnom izbijanju

$$j = j_0 \cdot \frac{n_A}{n_0} = \frac{j_0 \cdot e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)}. \tag{6026}$$

Ovdje $j_0 = q_0 \cdot n_0$ označava gustoću »struje zasićenja« koju uzrokuje vanjski ionizator.

Uzmemo li, napokon, u obzir da i *svaki pozitivni ion svojim kretanjem ionizira β neutralnih molekula plina po jedinici puta*, dobiva posljednja formula općenitiji oblik [22, str. 62]:

$$j = \frac{j_0 (\alpha - \beta) e^{(\alpha - \beta) d}}{(1 + \gamma) \alpha - (\alpha \gamma + \beta) e^{(\alpha - \beta) d}}. \tag{6027}$$

Da bi uz $j_0 = 0$ gustoća struje zadržala određen iznos $j > 0$, mora nazivnik biti jednak nuli. Na taj se način dobiva *općenitiji uvjet samostalnog izbijanja:*

$$(1 + \gamma) \alpha - (\alpha \gamma + \beta) e^{(\alpha - \beta) d} = 0. \tag{6028}$$

Prije izvedena formula (6025) samo je specijalan slučaj toga uvjeta uz $\beta = 0$. Drugi je specijalan slučaj kad se može zanemariti dodatna emisija katode zbog bombardiranja ionima ($\gamma = 0$). Tada se iz posljednje relacije dobiva uvjet

$$\alpha = \beta \cdot e^{(\alpha - \beta) d}.$$

Izvedene jednadžbe pokazuju da za samostalno izbijanje moraju procesi ionizacije i emisije biti međusobno tako usklađeni da *svaki elektron koji napusti katodu stvori kao zamjenu još jedan emitirani elektron.* To znači da dio energije emitirane čestice koji se vraća na katodu mora biti dovoljan za oslobađanje idućeg elektrona. Iz formule (6019) slijedi da svaki emitirani elektron izbija iz plina novih $(e^{\alpha d} - 1)$ parova čestica, a tako nastali ioni izbijaju iz katode $\gamma (e^{\alpha d} - 1)$ elektrona. Taj je broj prema uvjetu (6025) jednak 1, što znači da se u stacionarnom procesu oslobađa upravo jedan emitirani elektron.

Koeficijenti α i β mogu se izraziti kao funkcije jakosti električnog polja E, vrste plina i njegova tlaka p. Da elektron mase m i elementarnog naboja q_0 postane sposoban za ionizaciju plina, mora u električnom polju E preletjeti određenu razliku potencijala

$$U_i = E \cdot \lambda_i \tag{6029}$$

kako bi na odgovarajućem slobodnom putu λ_i zadobio potrebnu brzinu v_i, odnosno kinetičku energiju

$$A_i = \frac{m v_i^2}{2} = q_0 U_i = q_0 E \lambda_i. \tag{6030}$$

Veličina U_i naziva se naponom ionizacije, a $A_i = q_0 U_i$ energijom (radom) ionizacije. Njihove vrijednosti u voltima, odnosno elektronvoltima, za neke plinove i metalne pare, sadrži tablica 6015.

Tabl. 6015. Napon i energija ionizacije

Plin	Ag	Cu	Hg	O_2	N_2	H_2
U_i (V) A_i (eV)	7,5	7,7	10,4	13,6	15,6	15,8

Označuje li λ *srednji* slobodni put elektrona u tom plinu, bit će prosječan broj njegovih sudara s neutralnim molekulama na 1 m puta određen relacijom

$$\alpha_{sr} = \frac{1}{\lambda}. \tag{6031}$$

Dakako, svaki sudar ne uzrokuje ionizaciju jer svi elektroni ne prelijeću *potreban* slobodni put λ_i. Vjerojatnost da će pojedini elektron slobodno preletjeti toliki put jednaka je

$$W = \mathrm{e}^{-\frac{\lambda_i}{\lambda}},$$

a broj je njegovih sudara po metru puta pri kojima nastaje ionizacija

$$\alpha = \alpha_{sr} \cdot W = \frac{1}{\lambda} \cdot \mathrm{e}^{-\frac{\lambda_i}{\lambda}}. \tag{6032}$$

Budući da je srednji slobodni put elektrona obrnuto razmjeran tlaku plina, to je

$$\lambda \cdot p = K. \tag{6033}$$

Konstanta K ovisi o vrsti plina.

Uvrstimo li

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{p}{K}, \quad \lambda_i = \frac{U_i}{E}$$

u jednadžbu (6032), dobivamo koeficijent α u novom obliku:

$$\alpha = \frac{p}{K} \cdot \mathrm{e}^{-\frac{U_i}{K} \cdot \frac{p}{E}}. \tag{6034}$$

Zanimljivo je istaknuti vezu koja postoji između Paschenova zakona za proboj u plinovima (spomenutog na kraju poglavlja 42) i uvjeta za samostalno izbijanje. Radi toga treba naći zajedničko rješenje formula (6025) i (6034). Prva se može iz eksponencijalnog prevesti u logaritamski oblik

$$\alpha = \frac{1}{d} \cdot \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right),$$

a u drugoj se može jakost polja E izraziti kao omjer napona U_p i razmaka d među elektrodama ($E = U_p/d$), što daje

$$\alpha = \frac{p}{K} \cdot e^{-\frac{U_i}{K} \cdot \frac{pd}{U_p}}.$$

Ako izjednačimo posljednje dvije relacije, dobit ćemo potreban napon za početak samostalnog izbijanja, tzv. *napon paljenja:*

$$U_p = \frac{U_i}{K} \frac{pd}{\ln \frac{pd}{K \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right)}} = K_1 \cdot \frac{pd}{\ln \frac{pd}{K_2}}. \tag{6035}$$

Krivulja U_p ima minimum kada umnožak pd poprimi kritičnu vrijednost:

$$(pd)_{kr} = e K_2 = e K \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right). \tag{6036}$$

Izvedeni račun daje samo približan kvalitativni pregled stvarnih pojava, te se brojčano ne slaže točno s eksperimentalnim podacima. Jedan od važnih razloga je u tome što smo u izvodu pretpostavili homogeno polje E, a ono je zapravo deformirano pod utjecajem prostornog naboja. Budući da se u homogenom polju svako tinjanje nužno proširuje u proboj, to se uz takve pretpostavke i napon paljenja U_p (tj. napon početka samostalnog izbijanja) može ujedno smatrati i naponom proboja plina.

Prijelaz iz područja tinjanja u područje luka očituje se u naglom porastu gustoće struje do nekoliko tisuća A/cm^2 i sniženju katodnog pada otprilike na 10–20 V. (Pri tinjavom izbijanju gustoća struje je samo nekoliko desetaka μA/cm^2, a katodni pad napona oko 300–400 V.) Stupac luka sastoji se od *plazme*, tj. smjese elektrona, iona i neutralnih atoma i molekula. Zbog izvanredno visoke temperature, od 5000 do 10000 K, ovdje se kao osnovni činilac disocijacije plina javlja *termička ionizacija*. To znači da je sama brzina toplinskog kretanja molekula dovoljna za intenzivnu ionizaciju zbog njihova sudara. Za jednoatomne plinove i metalne pare u stanju termičke ravnoteže može se Saha-Eggertovom formulom [28, str. 23] odrediti *stupanj ionizacije* X (tj. omjer broja ioniziranih atoma prema ukupnom broju atoma) kao funkcija temperature T(K) i tlaka p(kp/cm^2):

$$\left.\begin{aligned} &\frac{X^2}{1 - X^2} \cdot p = 3{,}16 \cdot 10^{-7} \cdot T^{2{,}5} \cdot 10^{-5040\, U_i/T} \\ &X = N_e/N = N_i/N. \end{aligned}\right\} \tag{6037}$$

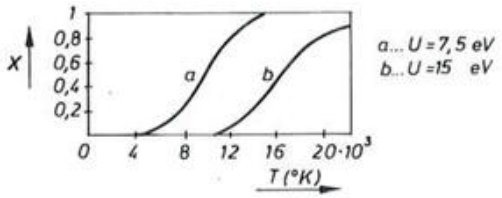
Znakovi N_e i N_i označuju prostorne gustoće elektrona i iona, a N gustoću atoma prije ionizacije.

Ako zanemarimo X^2 u nazivniku (jer je i pri najvišim temperaturama luka $X \ll 1$), dobivamo za praksu prikladniji eksplicitni oblik:

$$X = 5{,}62 \cdot 10^{-4} \cdot p^{-0{,}5} \cdot T^{1{,}25} \cdot 10^{-2520\, U_i/T}. \tag{6038}$$

Krivulje na slici 6016. ilustriraju formulu (6037) uz p = konst. One pokazuju da je toplinska ionizacija metalne pare (a) mnogo jača od ionizacije plina (b).

Primjena formule Saha na luk prekidača daje preniske vrijednosti X jer ne uzima u obzir da usijani plin sadrži i određenu količinu metalne pare koja potječe od kontakata i stijenki lučne komore. Zato su Compton i Langmuir uveli u formulu odgovarajuću korekturu [5, str. 82].



Sl. 6016. Stupanj termičke ionizacije za metalne pare (a) i plinove (b) uz tlak $p = 1$ kp/cm²

Zbog visoke temperature luka njegov je mehanizam usko vezan uz kinetičku teoriju materije. Zato ćemo se ukratko osvrnuti na neke njezine osnovne postavke.

Plinovi, koji su pri normalnoj temperaturi odlični izolatori, pokazuju iznad 3000°C znatnu vodljivost, jer se neutralne molekule i atomi zbog povećane kinetičke energije ioniziraju sudarom. Njihovu srednju kinetičku energiju određuje poznata relacija

$$\frac{m w^2}{2} = \frac{3}{2} k t, \tag{6039}$$

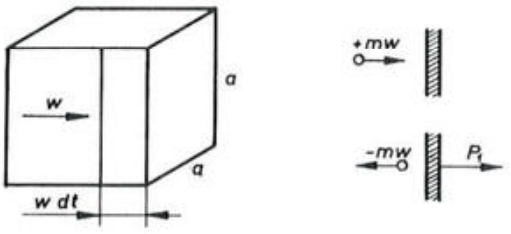
gdje je

m (kg) – masa čestica,

w (m/s) – njihova srednja kvadratna brzina,

$k = 1{,}38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$ – Boltzmannova konstanta,

T(K) – apsolutna temperatura plina.



Sl. 6017. Kinetička predodžba tlaka u plinovima

Do navedene se relacije dolazi na osnovi predodžbe da tlak plina u spremniku nastaje kao posljedica udaranja brzih molekula u njegove stijenke. Pretpostavimo da u šupljoj kocki obujma a^3 ima $N \cdot a^3$ molekula plina, od kojih po jedna šestina udara brzinom w u svaku stijenku. Elastičnim odbijanjem od stijenke mijenja se impuls molekule od $+mw$ na $-mw$, dok se razlika

$$P_1 = 2mw$$

prenosi na stijenku. Prema slici 6017. dolazi u vremenu dt do svake stranice kocke šestina onih molekula koje su ispred nje u sloju debljine $w\,dt$, dakle:

$$dn = \frac{N \cdot a^2 w\,dt}{6}$$

čestica. One prenose na stijenku ukupan impuls

$$dP = dn \cdot P_1 = \frac{a^2 N m w^2}{3} dt.$$

Kako je sila jednaka promjeni impulsa u jedinici vremena

$$F = \sum m \frac{dw}{dt} = \frac{dP}{dt} = \frac{a^2 N m w^2}{3},$$

a tlak plina $p = F/a^2$ jednak sili po jedinici površine, slijedi

$$p = \frac{N m w^2}{3}. \tag{6040}$$

Ovdje je N prostorna gustoća molekula, tj. njihov broj u $1\,m^3$ plina. Uvrstimo li

$$N = \frac{L}{V_M}, \tag{6041}$$

gdje je $L = 6{,}02 \cdot 10^{26}\ kmol^{-1}$ broj molekula u 1 kilogram-molu plina (Loschmidtov broj), a V_M volumen jednog kilomola, dobivamo

$$p V_M = \frac{L \cdot m \cdot w^2}{3}. \tag{6042}$$

Po Gay-Lussacovu zakonu je

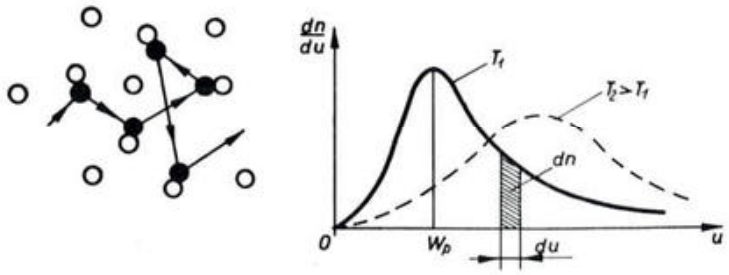
$$p V_M = R \cdot T = Lk \cdot T, \tag{6043}$$

pri čemu je $R = 8{,}31 \cdot 10^3\ J \cdot K^{-1} \cdot kmol^{-1}$ univerzalna plinska konstanta, k (J/K) Boltzmannova konstanta, a T(K) apsolutna temperatura plina. Ako izjednačimo posljednja dva izraza, dobivamo relaciju (6039) za kinetičku energiju čestica, navedenu u početku tog izlaganja.

Iz formula (6041) i (6043) izlazi ovisnost među veličinama N, p i T:

$$N = \frac{p}{k T}. \tag{6044}$$

Dosadašnje se razmatranje oslanjalo na pojednostavljeni model u kojem se molekule kreću jednakom brzinom w u tri međusobno okomita smjera. Stvarno je kretanje čestica mnogo složenije jer se one kreću u svim smjerovima različitim brzinama u koje se, osim toga, mijenjaju pri svakom sudaru s drugim česticama, kako shematski prikazuje lijevi dio slike 6018. Maxwellovu raspodjelu molekula prema njihovim stvarnim brzinama [32, str. 224], [31, str. 194] prikazuje dijagram desno na slici 6018, koji odgovara jednadžbi



Sl. 6018. Maxwellova raspodjela brzina

$$\mathrm{d}n = n \cdot \frac{4}{w_p^3 \sqrt{\pi}} \cdot \mathrm{e}^{-\left(\frac{u}{w_p}\right)^2} u^2 \cdot \mathrm{d}u. \tag{6045}$$

Pri tome je n ukupan broj molekula, $\mathrm{d}n$ broj molekula kojih je brzina između u i $u + \mathrm{d}u$, a w_p najvjerojatnija brzina određena izrazom

$$w_p = \sqrt{2 \cdot \frac{k\,T}{m}}. \tag{6046}$$

Veličina $\mathrm{d}n$ jednaka je površini osjenčane okomite pruge. Za *efektivnu* ili *srednju kvadratnu brzinu* w, određenu izrazom

$$w^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} u_i^2,$$

dobivamo iz (6039) veću vrijednost

$$w = \sqrt{3 \cdot \frac{k\,T}{m}}. \tag{6047}$$

Srednja aritmetička brzina molekula

$$\overline{w} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} u_i$$

određena je relacijom

$$\overline{w} = \sqrt{\frac{8}{\pi} \cdot \frac{k\,T}{m}}. \tag{6048}$$

Prema tome je

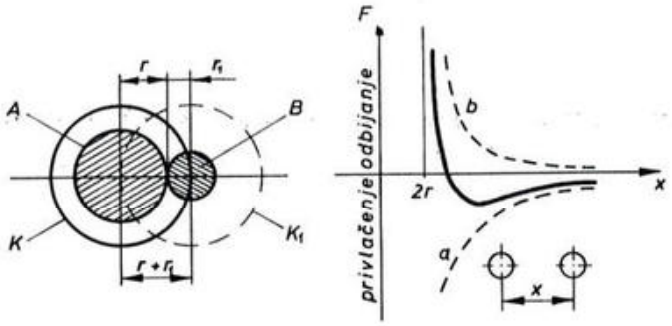
$$w_p : \overline{w} : w \approx 1{,}41 : 1{,}60 : 1{,}73.$$

Srednja duljina slobodnog puta koji čestice prelete između dvaju uzastopnih sudara zavisi očito od njihove veličine i prostorne gustoće. Međusoban odnos tih veličina odredit ćemo na temelju shematskog prikaza na slici 6019. Pretpostavimo da su molekule plina A izložene udarima brzih čestica B koje se kreću okomito na ravninu slike. Da bi došlo do sudara, moraju središta čestica

B biti unutar kruga K kojemu je polumjer jednak zbroju radija $r + r_1$. Zato se površina kruga K

$$\sigma = (r + r_1)^2 \pi \tag{6049}$$

naziva *udarnim presjekom* kojim pojedine molekule plina ometaju slobodan prolaz česticama radija r_1. (Čestice B opiru se jednakim presjekom kruga K_1 relativnom kretanju molekula radija r.)



Sl. 6019. Udarni presjek čestica i međumolekularne sile

Za sudar brzih iona s molekulama ($r_1 = r$) dobiva se iz posljednjeg izraza

$$\sigma_i = 4r^2 \pi. \tag{6050}$$

Jednaki bi izraz odgovarao i međusobnom sudaru molekula zbog toplinskoga kretanja. No, ako uzmemo u obzir još i vjerojatnost razdiobe molekula prema njihovim stvarnim brzinama, dobiva se $\sqrt{2}$ puta veća vrijednost [31, str. 198]:

$$\sigma_M = 4\sqrt{2}r^2 \pi. \tag{6051}$$

Elektrone, kojih je promjer oko 10^5 puta manji od promjera molekula, možemo približno smatrati točkama ($r_1 \approx 0$), pa se za kretanje elektrona u plinu može staviti

$$\sigma_e = r^2 \pi. \tag{6052}$$

Dakako, sudari se među molekulama ili sudari molekula s elektronima ne smiju doslovno shvatiti kao dodiri kugala točno određenog promjera. U najbližoj okolini neutralnih i nabijenih čestica vladaju električna polja pomoću kojih se ostvaruje uzajamni dodir. Efekt sudara očituje se u promjeni smjera i brzine. Ako je brzina čestica veća, moraju se one više približiti da bi se opazile pojave sudara. Dijagram na slici 6019. pokazuje složeni karakter van der Waalsovih sila među neutralnim molekulama u ovisnosti o razmaku njihovih središta [31, str. 236], [35, str. 526]. Isprekidana krivulja a predočuje privlačnu (gravitacijsku) komponentu, krivulja b odbojnu (električnu), a debelo izvučena crta njihovu rezultantu. Vidimo da se s približavanjem molekula prvo pojavljuju privlačne sile koje na veoma malim razmacima prelaze u odbojne, analogne silama elastičnog sraza.

Čestica koja se brzinom v kreće kroz plin zahvatit će u vremenu t svojim udarnim presjekom σ one molekule koje su u cilindričnom elementu prostora volumena $\sigma v t$. Njihov broj

$$n = N \cdot \sigma v t$$

odgovara ujedno i broju sudara u vremenu t. *Učestalost sudara* može se odrediti izrazom

$$z = \frac{n}{t} = N \sigma v, \tag{6053}$$

a *trajanje slobodnog leta* između dvaju sudara veličinom

$$\tau = \frac{1}{z} = \frac{1}{N \sigma v}. \tag{6054}$$

Odavde slijedi općeniti izraz za *duljinu slobodnog puta*

$$\lambda = v \cdot \tau = \frac{1}{N \sigma}. \tag{6055}$$

Ako uvrstimo za N vrijednost prema relaciji (6044), dobivamo

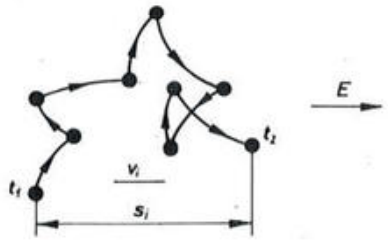
$$\lambda = \frac{k}{\sigma} \cdot \frac{T}{p}, \tag{6056}$$

što uz odgovarajuće udarne presjeke prema (6050), (6051) i (6052) daje ove duljine slobodnog puta za molekule, ione i elektrone:

$$\begin{aligned} \lambda_M &= \frac{k}{4\sqrt{2}\pi} \cdot \frac{T}{r^2 p} \\ \lambda_i &= \sqrt{2} \cdot \lambda_M \\ \lambda_e &= 4\sqrt{2} \cdot \lambda_M. \end{aligned} \tag{6057}$$

Pri tome su r, p i T radij molekule, tlak i temperatura plina, a k je Boltzmannova konstanta.

Kretanje nabijenih čestica mijenja se pod utjecajem električnog polja jer se kaotičnom toplinskom gibanju pribraja usmjereno ubrzavanje od elektrostatičkih sila. To uzrokuje savijanje putanja prema slici 6020. Utjecaj polja jače se očituje



Sl. 6020. Kretanje iona u električnom polju

u kretanju lakih elektrona nego u otklonu teških iona. U električnom su luku uglavnom slaba polja. Zato je usmjerena komponenta brzine iona mnogo manja od komponente toplinske brzine, pa im putanje samo neznatno odstupaju od pravaca. Ako pretpostavimo da se usmjerena brzina iona između svaka dva sudara jednoliko mijenja od nule do neke konačne vrijednosti (tj. da se poništava pri svakom sudaru), može se njezina srednja vrijednost odrediti relacijom

$$v_i = \frac{a \cdot \tau_i}{2}, \tag{6058}$$

gdje je a akceleracija u smjeru polja, τ_i srednje trajanje slobodnog leta. Akceleracija ovisi o sili $q_0 E$ kojom polje E djeluje na elementarni naboj iona q_0 i o masi iona m:

$$a = \frac{q_0 E}{m}. \tag{6059}$$

Trajanje slobodnog leta je omjer između slobodnog puta i srednje rezultantne brzine iona v_{ir} koja se (zbog slabog utjecaja polja) može zamijeniti srednjom kvadratnom toplinskom brzinom w:

$$\tau_i = \frac{\lambda_i}{v_{ir}} \approx \frac{\lambda_i}{w}. \tag{6060}$$

Prema tome je

$$v_i \approx \frac{q_0 \lambda_i}{2 m w} \cdot E = b_i \cdot E,$$

gdje b_i označuje *pokretljivost iona*, tj. njihovu usmjerenu brzinu po jedinici jakosti električnog polja. Razlomak treba još pomnožiti faktorom 1 ... 2 da bi se uzela u obzir stvarna razdioba brzina i slobodnih putova iona [28, str. 28]. Tom korekturom dobiva se

$$b_i = \frac{v_i}{E} = (0{,}5 \ldots 1) \cdot \frac{q_0 \lambda_i}{m w}. \tag{6061}$$

Ako uvrstimo w i λ_i iz jednadžbi (6047) i (6056), dobiva se

$$b_i = (0{,}5 \ldots 1) \cdot \frac{q_0 \lambda_i}{\sqrt{3 k m T}}, \tag{6062}$$

odnosno

$$b_i = \frac{0{,}5 \ldots 1}{4 \pi r^2} \cdot \sqrt{\frac{k}{3m}} \cdot \frac{\sqrt{T}}{p}. \tag{6063}$$

Odavde slijedi da je pri stalnom tlaku i temperaturi plina pokretljivost iona konstantna, a usmjerena komponenta brzine proporcionalna jakosti polja. To potvrđuju i pokusi. Prema slici 6020. je

$$v_i = b_i \cdot E = \frac{S_i}{t_2 - t_1},$$

gdje S_i označuje put iona u smjeru polja prevaljen u vremenu $t_2 - t_1$. Eksperimenti dalje pokazuju da pokretljivost iona raste linearno s temperaturom plina, dakle, brže nego što odgovara jednadžbi (6063).

Dobivene su jednadžbe izvedene uz pretpostavku da je usmjerena komponenta brzine malena prema toplinskoj, odnosno da su toplinska i rezultantna brzina približno jednake. Za lake elektrone mase m_e ta je pretpostavka ispunjena

jedino u slabom električnom polju, dok se, općenito, njihova rezultantna brzina v_{er} ne može zamijeniti toplinskom. Zato jednadžbi (6061) analogan izraz za elektrone treba pisati u točnijem obliku:

$$v_e = (0{,}5 \ldots 1) \cdot \frac{q_0 \lambda_e}{m_e v_{er}} \cdot E. \tag{6064}$$

Za određivanje veličine v_{er} u nazivniku treba uzeti u obzir da elektron pri svakom sudaru dio svoje energije prenosi na molekule. Pri tome ćemo pretpostaviti da su sudari elastični, tj. da se gubitak energije elektrona troši isključivo na povećanje kinetičke energije molekula. (Pri neelastičnom sudaru troši se dio energije na ionizaciju i na uzbuđivanje atoma, tj. na prebacivanje vezanih elektrona s jedne staze na drugu.) Neka je

m_e = masa elektrona,
m = masa molekule,
v_{e1}, v_{e2} = rezultantna brzina elektrona prije sudara i poslije njega,
v_1, v_2 = brzina molekula prije i poslije sudara,
A_{e1} = energija elektrona prije sudara,
A_2 = energija molekule nakon sudara.

Zbog relativno male toplinske brzine molekule s obzirom na brzinu elektrona, možemo približno staviti

$$v_1 = w = 0.$$

Zbrojevi impulsa i zbrojevi kinetičkih energija moraju prije i poslije sudara ostati jednaki, dakle:

$$m_e v_{e1} = m_e v_{e2} + m v_2$$

$$\frac{m_e v_{e1}^2}{2} = \frac{m_e v_{e2}^2}{2} + \frac{m v_2^2}{2}.$$

Izrazimo li v_{e2} pomoću prve jednadžbe i uvrstimo u drugu, dobijemo

$$v_2 = v_{e1} \cdot \frac{2m_e}{m + m_e}. \tag{6065}$$

Kako je općenito $A = m v^2/2$, odnosno

$$v = \sqrt{\frac{2A}{m}},$$

i jer je $m_e \ll m$, može se relacija (6065) pisati u obliku

$$A_2 = \frac{4 m m_e}{(m + m_e)^2} \cdot A_{e1} \approx \frac{4 m_e}{m} \cdot A_{e1}.$$

Veličina A_2 je ujedno najveći gubitak energije elektrona koji nastaje samo pri centralnom sudaru (kad se njegovo središte kreće točno prema središtu molekule). Uzmemo li u obzir sve vrste sudara, od tangencijalnog do centralnog, dobivamo iz posljednje relacije srednji gubitak energije elektrona po jednom sudaru:

$$\Delta A_e = \frac{A_2}{2} = \frac{2m_e}{m} \cdot A_{e1}.$$

Ako se srednja kinetička energija elektrona izrazi srednjom rezultantnom brzinom, dakle:

$$A_{e1} = \frac{m_e v_{er}^2}{2},$$

izlazi

$$\Delta A_e = \frac{m_e^2}{m} \cdot v_{er}^2. \tag{6066}$$

Uz jednaku rezultantnu brzinu bit će srednje vrijeme slobodnog leta

$$\tau_e = \frac{\lambda_e}{v_{er}},$$

a broj sudara u sekundi

$$z_e = \frac{1}{\tau_e} = \frac{v_{er}}{\lambda_e}.$$

Prema tome, elektron gubi u jednoj sekundi energiju

$$P_g = \Delta A_e \cdot z_e = \frac{m_e^2 v_{er}^3}{m \lambda_e},$$

a istodobno dobiva djelovanjem polja energiju

$$P_g = q_0 E v_e,$$

gdje je v_e komponenta brzine u smjeru polja. Kako je u stacionarnom stanju $P_g = P_d$, slijedi

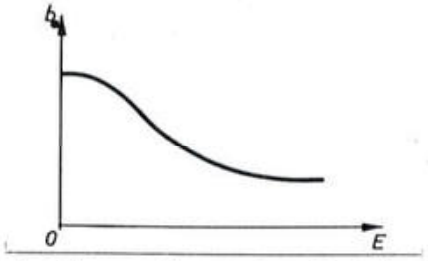
$$v_e = \frac{m_e^2 v_{er}^3}{m_e q_0 E}.$$

Ako uvrstimo ovamo v_{er} iz jednadžbe (6064), dobivamo konačno

$$v_e = (0{,}5 \ldots 1)^{3/4} \cdot \sqrt[4]{\frac{q_0^2 \lambda_e^2}{m m_e}} \cdot \sqrt{E} = K \cdot \sqrt{E}, \tag{6067}$$

odnosno

$$b_e = \frac{v_e}{E} = \frac{K}{\sqrt{E}}. \tag{6068}$$



Sl. 6021. Pokretljivost elektrona kao funkcija jakosti polja

To znači da pokretljivost elektrona ovisi o jakosti električnog polja. Dijagram na slici 6021. pokazuje da je pokretljivost elektrona u vrlo slabom polju približno konstantna, što odgovara jednadžbi (6064) uz $v_{er} \approx w$. U jačem polju opada njezina vrijednost prema relaciji (6068), a s daljnjim se porastom E opet ustaljuje zbog pojava ionizacije i uzbuđivanja atoma.

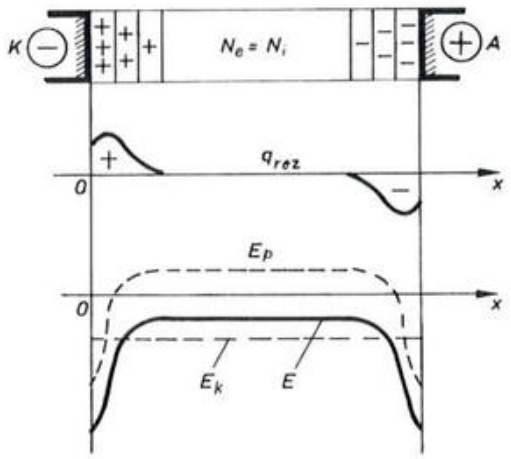
Prostornu gustoću elektrona i iona možemo na temelju jednadžbi (6037) i (6044) izraziti pomoću stupnja ionizacije, tlaka i temperature:

$$N_e = N_i = X N = X \frac{p}{k T}. \tag{6069}$$

Uvrstimo li za X približnu relaciju (6038), dobivamo

$$\left.\begin{aligned} N_e = N_i &= 5{,}62 \cdot 10^{-4} \cdot p^{0{,}5} \cdot T^{0{,}25} \cdot 10^{-\frac{2520\,U_i}{T}} \\ N_e,\ N_i &\ldots 1/\mathrm{cm}^3,\ p \ldots \mathrm{kp/cm}^2,\ T \ldots \mathrm{K}. \end{aligned}\right\} \tag{6070}$$

Jednakost $N_e = N_i$, karakteristična za kvazineutralnu plazmu (u kojoj se pozitivni i negativni naboji kompenziraju), vrijedi za pretežni dio stupca luka, izuzevši područja uz same elektrode. Slika 6022. shematski prikazuje razdiobu prostorne gustoće rezultantnog naboja



Sl. 6022. Rezultantna gustoća naboja i električno polje u stupcu luka

$$q_{rez} = q_0 \cdot N_{rez} = q_0 \cdot (N_i - N_e)$$

i jakosti rezultantnog polja

$$E = E_K + E_p$$

u stupcu luka. Pri tome je E_K polje stvoreno potencijalima samih elektroda, a E_p polje prostornog naboja. Površina ispod krivulje q_{rez} predočava ukupnu količinu prostornog naboja.

Vezu između gustoće naboja q_{rez} i jakosti polja E određuje treća Maxwellova jednadžba

$$q_{rez} = \operatorname{div} \vec{D} = \operatorname{div} \varepsilon \vec{E} = \varepsilon \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right),$$

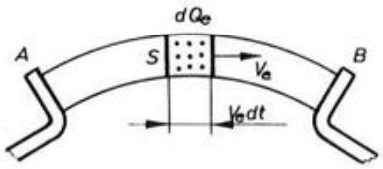
gdje je ε dielektričnost lučnog medija (plazme), $\vec{D}$ vektor dielektričnog pomaka $\vec{E}$ vektor električnog polja. Kako u našem slučaju vektor $\vec{E}$ ima smjer osi x, dakle:

$$E_x = E, \qquad E_y = E_z = 0,$$

izlazi

$$q_{\text{rez}} = \varepsilon \cdot \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}. \tag{6071}$$

Pomoću prostorne gustoće nabijenih čestica (N_e, N_i), njihove pokretljivosti (b_e, b_i) i jakosti polja (E) može se odrediti gustoća struje (j) i specifična vodljivost lučne plazme ($\varkappa$). Slika 6023. shematski prikazuje stupac luka među kontaktima



Sl. 6023. Određivanje specifičnog otpora luka

A i B. Kroz bilo koji presjek S prolazi u vremenu $\mathrm{d}t$ infinitezimalna količina elektrona volumena

$$\mathrm{d}V_e = S \cdot v_e \,\mathrm{d}t = S \cdot E b_e \cdot \mathrm{d}t,$$

koji sadrži $N_e \cdot \mathrm{d}V_e$ elektrona ukupnog naboja

$$\mathrm{d}Q_e = N_e q_0 \,\mathrm{d}V_e = N_e q_0 S E b_e \,\mathrm{d}t.$$

Struju elektrona određuje relacija

$$i_e = \frac{\mathrm{d}Q_e}{\mathrm{d}t} = N_e q_0 S E b_e,$$

a gustoću struje izraz

$$j_e = \frac{i_e}{S} = N_e q_0 E b_e.$$

Uzmemo li u obzir još i kretanje pozitivnih iona, dobivamo *ukupnu gustoću struje*

$$j = j_e + j_i = q_0 E (N_e b_e + N_i b_i) \tag{6072}$$

i *specifičnu vodljivost luka*

$$\varkappa = \frac{j}{E} = q_0 (N_e b_e + N_i b_i). \tag{6073}$$

Kako je za kvazineutralni stupac $N_e = N_i$, može se *specifični otpor luka* $\varrho_A = 1/\varkappa$ pisati u obliku

$$\varrho_A = \frac{E}{j} = \frac{1}{q_0 N_e (b_e + b_i)}. \tag{6074}$$

Zbog veće mase i kraćeg slobodnog puta pokretljivost je iona mnogo manja od pokretljivosti elektrona. Na temelju formule

$$b_i = (0{,}5 \ldots 1) \cdot \frac{q_0 \lambda_i}{\sqrt{3km \cdot T}}, \tag{6062}$$

koja se za vrlo slaba polja može u analognom obliku primijeniti i na elektrone, i formule (6057)

$$\lambda_e = 4\lambda_i$$

slijedi

$$\frac{b_e}{b_i} \approx \frac{\lambda_e}{\lambda_i} \cdot \sqrt{\frac{m}{m_e}} = 4\sqrt{\frac{m}{m_e}}. \tag{6075}$$

Elektron je 1 840 puta lakši od atoma vodika ($m_H = 1\,840\, m_e$), pa je za luk koji gori u vodiku

$$\frac{b_e}{b_i} \approx 4 \cdot \sqrt{1840} \approx 170.$$

Atom dušika je 14 puta teži od atoma vodika ($m_N = 14 m_H$), stoga je

$$\frac{m_N}{m_e} = 14 \cdot 1\,840 = 25\,760.$$

Zato je za luk u zraku, koji se pretežno sastoji od dušika,

$$\frac{b_e}{b_i} \approx 4\sqrt{25\,760} = 640.$$

Odavde slijedi da se gotovo cjelokupna struja luka može pripisati kretanju elektrona, a struja se iona može praktički zanemariti ($b_i \approx 0$). Na taj način izraz (6074) postaje još jednostavniji:

$$\varrho_A \approx \frac{E}{j_e} = \frac{1}{q_0 N_e b_e}. \tag{6076}$$

623. Procesi emisije iz metalnih elektroda

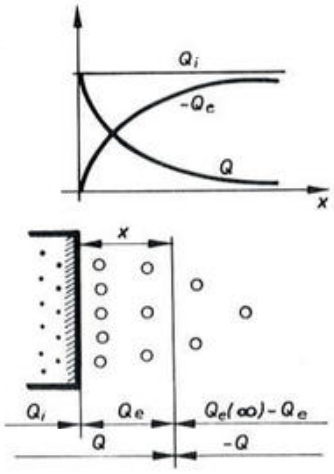
Bitnu ulogu u mehanizmu električnog luka ima snažna emisija elektrona iz metalnih elektroda. Slobodni elektroni, koji se u metalu kreću između atoma, ne mogu u normalnim uvjetima napustiti vodič, jer prekoračenjem njegove površine ostavljaju u njemu ekvivalentnu količinu pozitivnih naboja koji ih zadržavaju u neposrednoj blizini elektrode. Takvim se tumačenjem dolazi do fizikalne slike [2, str. 419], [29, fasc. 1, str. 114] prema kojoj je neutralni vodič okružen atmosferom elektrona što su vezani uz odgovarajući sloj pozitivnih iona ispod površine metala. Gustoća »elektronskog oblaka« opada s udaljenošću x od vodiča.

Shemu prostorne raspodjele naboja predočava slika 6024. Krivulje Q_i, Q_e i Q prikazuju ukupnu količinu ionskog, elektronskog i rezultantnog naboja lijevo od promatranog presjeka na mjestu x.

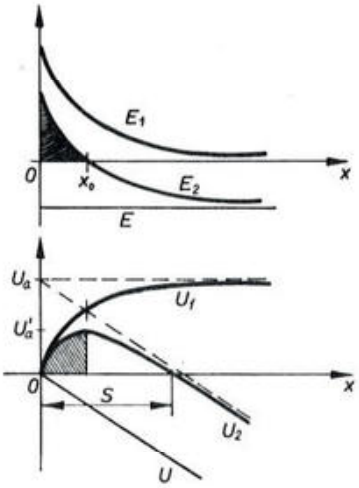
Budući da je ukupni naboj izbačenih elektrona $Q_e(\infty)$ po apsolutnom iznosu jednak ukupnom naboju preostalih iona Q_i, moraju i rezultantni naboji s obje strane bilo kojeg presjeka biti jednaki, ali suprotnog predznaka:

lijevo od x ..... $Q_i + Q_e = Q$,
desno od x ..... $Q_e(\infty) - Q_e = -Q_i - Q_e = -Q$.

Tanak okomiti sloj plina na mjestu x može se, dakle, smatrati dielektrikom kondenzatora kojemu je lijeva ploča nabijena pozitivnim nabojem, a desna nega-



Sl. 6024. Raspodjela naboja na prijelazu metal – plin



Sl. 6025. Utjecaj vanjskog polja na potencijalnu barijeru

tivnim. Zato na elektrone u tom sloju djeluje električno polje poput barijere, koju oni mogu probiti samo ako im se poveća kinetička energija na potreban iznos. Jakost polja na raznim udaljenostima x od površine metala prikazuje krivulja E_1 na slici 6025. Da bi se elektron udaljio na razmak x, mora savladati potencijalnu razliku

$$U_1 = \int_0^x E_1 \, dx,$$

predočenu pripadnom ordinatom krivulje U_1, a da bi se potpuno oslobodio iz privlačne sfere metala, treba preletjeti razliku potencijala

$$U_a = U_1 (x = \infty).$$

Zbog mehaničke analogije naziva se krivulja $U_1(x)$ *potencijalnim pragom* koji emitirani elektron mora prekoračiti, a njezina visina U_a *izlaznim naponom* ili izlaznim potencijalom. Za početak emisije mora, prema tome, kinetička energija elektrona porasti na vrijednost *izlaznog rada*

$$\varphi = q_0 \cdot U_a, \tag{6077}$$

koji ovisi o vrsti metala, a kreće se između 4 i 5 eV. Potrebna se energija može smanjiti ako se narinutim naponom među elektrodama stvori dodatno vanjsko električno polje E uz površinu katode. Na slici 6025. ono je predočeno kao homogeno polje vodoravnim pravcem, a kosi pravac

$$U = \int_0^x E \, dx$$

prikazuje odgovarajuće potencijalne razlike između promatranog presjeka i katode. Iz rezultantnih krivulja

$$E_2 = E_1 - E, \qquad U_2 = U_1 - U$$

izlazi da se utjecajem vanjskog polja potencijalni prag U_1 pretvara u *potencijalni bedem* U_2, kojemu je amplituda U'_a manja od normalnog izlaznog napona. Time se i potrebna kinetička energija smanjuje na iznos

$$\varphi_S = q_0 \cdot U'_a.$$

Tako smanjeni izlazni rad određuje Schottky [2, str. 434] funkcijom

$$\varphi_S = \varphi - \sqrt{14{,}3 \frac{E}{\varepsilon_r}}, \tag{6078}$$

gdje je

φ (eV) – normalni izlazni rad,
E (V/Å) – vanjsko polje uz katodu,
ε_r – relativna dielektričnost okolnog medija.

Na izbačene elektrone djeluju privlačne sile katode samo do udaljenosti $x \leqq x_0$ (osjenčano područje na slici 6025) jer je samo do tog mjesta $E_2 > 0$. Izvan te granice mijenja se smjer rezultantnog polja.

Električni se luk osniva na *termoelektronskoj emisiji*, gdje se izlazni rad vrši na račun toplinske energije usijane katode. Struju elektrona po cm^2 emisione površine određuje Richardson-Dushmanova formula [2, str. 420] za katodu u prostoru bez vanjskog polja:

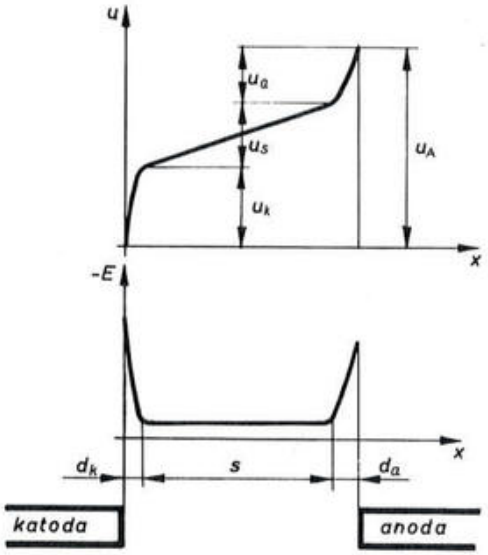
$$j_T = A\, T^2 \cdot \mathrm{e}^{-\frac{11\,600\,\varphi}{T}}. \tag{6079}$$

U toj je formuli

j_T (A/cm^2) – gustoća struje,
T (K) – temperatura katode,
φ (eV) – izlazni rad,
$A = 60 \ldots 100 \left(\frac{\mathrm{A}}{\mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{K}^2}\right)$ – konstanta.

Samo termoionskom emisijom ne bi se mogle protumačiti goleme gustoće struje u električnom luku. Zato je potrebno uzeti u obzir još i vanjsko električno polje. Utjecajem vanjskog polja pojačana emisija određuje se računski tako [2, str. 434] da se veličina φ u formuli (6079) nadomjesti funkcijom φ_s prema jednadžbi (6078).

Već smo prije spomenuli da je pad napona uz katodu samo 10...20 volta. Treba, međutim, naglasiti da je on koncentriran na vrlo tanku zonu od $10^{-5}...10^{-6}$ cm [30, str. 77], što odgovara električnom polju $E = 10^3...2 \cdot 10^4$ kV/cm. Tako jako polje znatno utječe na smanjenje izlaznog rada. Ono istodobno vanredno ubrzava pozitivne ione koji svojim bombardiranjem usijavaju katodu. Na slici 6026, koja shematski prikazuje razdiobu potencijala u luku, razabiru se tri glavna



Sl. 6026. Prostorna razdioba napona i gradijenta u luku

područja: katodna zona d_k, stupac luka (plazma) s i anodna zona d_a. Za razliku od vrlo strmih katodnih i anodnih padova, gradijent samog stupca je vrlo malen i iznosi oko 15...50 V/cm. Prema oznakama na slici mogu se ukupni napon luka u_A i gradijent E odrediti izrazom

$$\left.\begin{aligned} u_A &= u_k + u_s + u_a \\ E &= -\,\mathrm{d}u_A/\mathrm{d}x. \end{aligned}\right\} \tag{6080}$$

Uz vrlo jaka polja u katodnoj zoni može doći i do emisije iz hladne katode, poznate pod imenom *autoelektronska emisija*. Minimalna potrebna jakost polja $E_{\min}$ određena je zahtjevom da se poništi potencijalna barijera ($U'_a = 0$). Time se i izlazni rad smanjuje na $\varphi_S = 0$, pa jednadžba (6078) prelazi u uvjet

$$E_{\min} = \varphi^2 \cdot \frac{\varepsilon_r}{14{,}3} \tag{6081}$$

$$(E \ldots \mathrm{V/\AA},\quad \varphi \ldots \mathrm{eV}).$$

Primijeni li se ta formula na metalnu katodu u vakuumu ($\varphi = 4{,}5$ eV, $\varepsilon_r = 1$), dobiva se

$$E_{\min} = 1{,}4\ \mathrm{V/\AA} = 1{,}4 \cdot 10^5\ \mathrm{kV/cm}.$$

Zbog nesavršenosti materijala katode (hrapavosti površine, apsorbiranih plinova) smanjuje se u praksi ta teoretska vrijednost za 100–1 000 puta [21, str. 682].

Točnija razmatranja, koja se osnivaju na principima kvantne fizike, tumače autoelektronsku emisiju već spomenitim *tunelskim efektom* (poglavlje 21). Prema

slici 6025. ne smanjuje se vanjskim poljem samo visina U'_a, već i širina s potencijalnog bedema. Kada se širina s približi valnoj duljini elektrona

$$\lambda = \frac{h}{m\,v}\,(\mathrm{cm}),$$

gdje je

$h = 6{,}6 \cdot 10^{-27}$ erg · s = Planckova konstanta,

$m = 9{,}1 \cdot 10^{-28}$ g = masa elektrona,

v(cm/s) = brzina elektrona,

počinju se i elektroni male kinetičke energije s određenom vjerojatnošću probijati kroz bedem, slično kao što optički valovi prolaze kroz vrlo tanke metalne slojeve [12, str. 28]. Vjerojatnost prolaza, a prema tome i gustoća struje, raste s jakošću vanjskog polja E. Zakon po kojem se gustoća struje autoelektronske emisije iz hladne katode ($T = \mathrm{OK}$) mijenja s jakošću polja [31, str. 391], [32, str. 112] određuje Fowler-Nordheimova formula:

$$\left.\begin{aligned} j_A &= C_1 E^2 \cdot \varepsilon^{-\frac{C_2}{E}} \\ j_A\left(\frac{\mathrm{A}}{\mathrm{m}^2}\right),\quad & E\left(\frac{\mathrm{V}}{\mathrm{m}}\right),\quad C_1\left(\frac{\mathrm{A}}{\mathrm{V}^2}\right),\quad C_2\left(\frac{\mathrm{V}}{\mathrm{m}}\right). \end{aligned}\right\} \qquad (6082)$$

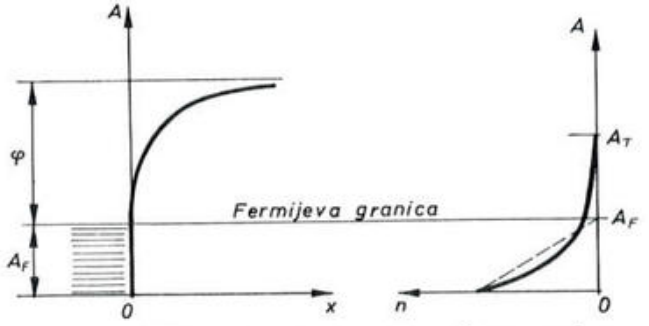
Konstante C_1 i C_2 određene su pomoću veličina A_F i φ iz slike 6027. ovim relacijama:

$$C_1 = \frac{6{,}2 \cdot 10^{-6}}{A_F + \varphi} \cdot \left(\frac{A_F}{\varphi}\right)^{\frac{1}{2}},$$

$$C_2 = 6{,}8 \cdot 10^9 \cdot \varphi^{\frac{3}{2}},$$

$$A_F \approx 3{,}64 \cdot 10^{-19} \cdot N^{\frac{2}{3}}.$$

Lijevi dijagram slike 6027. prikazuje kinetičku energiju A koju mora imati slobodni elektron katode da bi se od nje mogao udaljiti za iznos x. Veličina φ(eV) označuje prije definiranu izlaznu radnju, A_F(eV) Fermijevu energiju za metale,



Sl. 6027. Elektronsko korito i Fermijeva granica

a $N(1/\mathrm{m}^3)$ prostornu gustoću slobodnih elektrona u metalu. Veličina A_F je gornja granica energije koju postižu slobodni elektroni u kristalnoj rešetki metala na temperaturi $T = 0$. U skladu s Paulijevim principom ne mogu u atomu dva

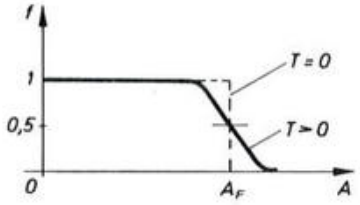
elektrona imati jednako kvantno stanje, te će se slobodni elektroni poredati u razne energetske nivoe A od nule do A_F (za $T = 0$), odnosno do A_T (za određenu temperaturu T).

Prema Fermi-Diracovoj statističkoj razdiobi [31, str. 214], [33, str. 566] određuje se vjerojatnost da pojedini elektron bude u stacionarnom stanju energije A funkcijom

$$f = \frac{1}{e^{\frac{A - A_F}{kT}} + 1} \qquad (6083)$$

$A - A_F$ (erg), k (erg/K).

Veličina $k \approx 1{,}38 \cdot 10^{-16}$ erg $\cdot$ K^{-1} je Boltzmannova konstanta. Funkcija je predočena dijagramom $f(A)$ na slici 6028, gdje crtkani pravokutnik odgovara apsolutnoj nuli, a izvučena krivulja ugrijanom metalu.



Sl. 6028. Funkcija Fermi-Diracove razdiobe

Na takvoj se razdiobi osniva i desni dijagram slike 6027. [12, str. 61]. U njemu je n broj elektrona određene izlazne energije $A = m v_x^2/2$ koji svake sekunde udaraju na površinu metala brzinom normalne komponente v_x. Isprekidani pravac odgovara stanju apsolutne nule ($T = 0$), a puna krivulja nekoj višoj temperaturi T.

Vidimo da elektronski plin u metalu ima i na apsolutnoj nuli određenu energiju (dok bi po klasičnoj statistici svi elektroni mogli imati energiju jednaku nuli). Analogno potencijalnom pragu iz slike 6025. može se, radi zornije predodžbe, krivulja $A(x)$ u lijevom dijagramu slike 6027. smatrati *elektronskim koritom*, koje je uz $T = 0$ napunjeno elektronima do Fermijeve granice. Tek kad se ono ispuni do vrha elektronima višeg energetskog stanja, može iz njega istjecati struja emi-

Tabl. 6029. Fermijeva energija i izlazna radnja

Metal	Ag	Cu	Fe	Pt	W
A_F (eV)	5,5	6,9	7	5,9	5,7
φ (eV)	4,5	4,2	4,5	5,3	4,5

sije. Tablica 6029. sadrži nekoliko podataka o Fermijevoj energiji i izlaznoj radnji za razne metale. Strani slojevi na površini katode mogu znatno utjecati na izlaznu radnju. Ona se npr. za volfram povisuje od 4,5 na 9,2 eV ako mu je površina prevučena volframovim oksidom.

Fowler-Nordheimova formula za autoelektronsku emisiju navodi se [2, str. 433] i u ovom obliku:

$$\left.\begin{aligned} j_A &= 1{,}54 \cdot 10^{10} \cdot \frac{E^2}{\varphi} \cdot \mathrm{e}^{-\frac{0{,}685\,\varphi^{3/2}}{E} \cdot f(y)} \\ j_A\left(\frac{\mathrm{A}}{\mathrm{cm}^2}\right),\quad & E\left(\frac{\mathrm{V}}{\mathrm{A}}\right),\quad \varphi\,(\mathrm{eV}),\quad f(y) = 0\ldots1. \end{aligned}\right\} \qquad (6084)$$

Pomoćnom funkcijom $f(y)$ u eksponentu uzima se u obzir točan oblik polja uz površinu metala. Ona ovisi o jakosti polja i izlaznoj radnji, odnosno njihovoj funkciji

$$y = 3{,}79\frac{\sqrt{E}}{\varphi},$$

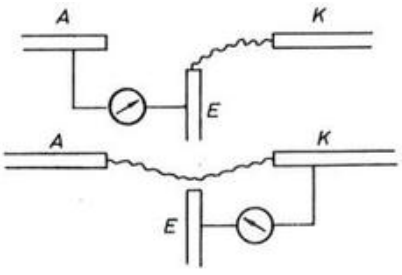
te opada od 1 do 0 kada y raste od 0 do 1.

Mnogo manje sudjeluje u mehanizmu luka tzv. *fotoelektronska emisija* koja se sastoji u oslobađanju elektrona pomoću svjetlosnih zraka male valne duljine, tj. visoke frekvencije v. U tom se slučaju energija kvanta hv, koju foton predaje metalu, troši na svladavanje izlaznog rada φ i na kinetičku energiju izbačenog elektrona $m\,v^2/2$. Zato mora biti:

$$\left.\begin{aligned} & h \cdot v > \varphi, \\ & h\,(\mathrm{Js}),\quad v\,(\mathrm{s}^{-1}),\quad \varphi\,(\mathrm{J}), \end{aligned}\right\} \qquad (6085)$$

gdje je $h = 6{,}6 \cdot 10^{-34}$ J s Planckova konstanta. Ta se emisija za većinu metala zapaža tek u području ultravioletnih zraka, jer vidljivo svjetlo zbog premale frekvencije ne udovoljava uvjetu posljednje jednadžbe.

Spomenuli smo već da se na prijelazu iz tinjavog izbijanja u lučno naglo povećava gustoća struje, te se sa smanjivanjem emisione površine stvara usijana *katodna mrlja*. Njezina važnost za egzistenciju luka vidi se po tome što se uz prehladnu katodu luk uopće ne može razviti, dok je temperatura anode od sporedne važnosti. To se može pokazati Flemingovim eksperimentom [29, fasc. 1, str. 114] prema slici 6030. Pretpostavimo da između anode A i katode K gori



Sl. 6030. Flemingov pokus

jednosmjerni luk koji se pomoću magneta otklanja prema hladnoj elektrodi E. Ako između E i A priključimo ampermetar, preskočit će anodni korijen luka sa A na E, a instrument će pokazati struju. Ponovimo li pokus tako da instrument priključimo između E i K, neće ampermetar pokazati otklon, jer katodni korijen luka ne može lako preskočiti s usijane katodne mrlje na hladnu elektrodu.

Razvoj luka na prije opisani način, izazvan probojem plinovitog medija među otvorenim kontaktima, javlja se u aparatima bilo kao »*pretpaljenje*« za vrijeme uklapanja, bilo kao »*ponovno paljenje*« u gašenju luka.

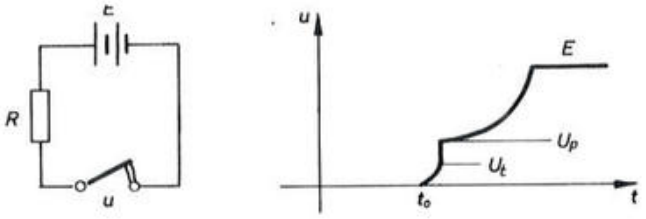
Drugačije su pojave koje prethode luku pri isklapanju. S *razdvajanjem metalnih kontakata pod strujom* smanjuje se njihov pritisak, a posljedica toga je povišenje pada napona i temperature na dodirnom mjestu. Pri određenoj se temperaturi rastali dio metala, a od taline se djelovanjem napetosti površine stvori vodljiv most među kontaktima. Uz konstantnu struju I raste pad napona U_M na tekućem mostu s njegovom duljinom s. Za kontakte od zlata i platine daju Betteridge i Laird [12, str. 43] relaciju

$$\left.\begin{aligned} U_M &= 5970\frac{s}{I} \\ U_M(\mathrm{V}),\ s(\mathrm{cm}),\ I(\mathrm{A}). \end{aligned}\right\} \qquad (6086)$$

Usporedo s naponom raste i temperatura taline [12, str. 20] prema formuli

$$\left.\begin{aligned} T &\approx 2900\,U_M \\ T(\mathrm{K}),\ U_M(\mathrm{V}). \end{aligned}\right\} \qquad (6087)$$

Kada se most zagrije do vrelišta, talina se naglo ispari. Zbog relativno niskog napona ionizacije metalnih para (tabl. 6015) i visoke temperature rastaljenih dijelova kontaktne plohe postoje vrlo povoljni uvjeti za paljenje luka. Njegov je napon paljenja U_p stoga vrlo malen te odgovara naponu gorenja luka. Dijagram



Sl. 6031. Promjena napona među kontaktima

na slici 6031. predočava shematski prikaz napona među kontaktima koji se počinju otvarati u trenutku t_0. Napon U_t odgovara početku taljenja metala na mjestu dodira, a U_p je napon paljenja luka. Odsječak krivulje $U_t - U_p$ prikazuje fazu procesa u kojoj se među elektrodama pojavljuje rastaljen metalni most, a nastavak linije iznad U_p prikazuje fazu električnog luka.

624. Strujno-naponske karakteristike stacionarnog luka

Već je krajem 19. stoljeća bilo pokušaja da se eksperimentalno utvrđeni odnosi između napona, struje i duljine luka analitički opišu prikladnim formulama. Iz tog vremena potječe poznata jednadžba fizičarke Herte *Ayrton*, koja se može pisati na dva načina:

$$\left.\begin{aligned} u_A &= (\alpha + \beta l) + \frac{\gamma + \delta l}{i} = a(l) + \frac{b(l)}{i} \\ u_A &= \left(\alpha + \frac{\gamma}{i}\right) + \left(\beta + \frac{\delta}{i}\right) l = c(i) + d(i)\, l. \end{aligned}\right\} \qquad (6088)$$

Ovdje su u_A(V), i(A), l(cm) spomenute tri promjenljive veličine, dok grčka slova označuju konstante, koje za bakrene elektrode u zraku imaju prosječne vrijednosti:

$$\alpha = 30 \text{ V}, \quad \beta = 10 \text{ V/cm}, \quad \gamma = 10 \text{ VA}, \quad \delta = 30 \text{ VA/cm}.$$

Veličina $c(i)$ predočuje zbroj katodnog (α) i anodnog pada napona (γ/i), a veličina $d(i)$ jakost električnog polja u stupcu luka.

Slično je građena i *Nottinghamova* formula

$$\left.\begin{aligned} u_A &= \alpha + \beta l + \frac{\gamma + \delta l}{i^n} \\ n &= 2{,}62 \cdot T \cdot 10^{-4} \end{aligned}\right\} \qquad (6089)$$

u kojoj potencija struje n ovisi o vrelištu materijala anode T. U tablici 6032. je nekoliko orijentacijskih vrijednosti za eksponent n i koeficijente $\alpha \ldots \delta$.

Tabl. 6032. Konstante Nottinghamove formule

Materijal anoda – katoda	n	α	β	γ	δ
Cu – Cu	0,67	30	1,7	41	3,3
C – Cu	0,99	60	1,3	21	3,8

Obje se navedene formule odnose na *statičku karakteristiku* luka istosmjerne struje, i samo se približno slažu sa stvarnim mjerenjima. Njihova se primjena ograničuje na usko područje malih struja (od nekoliko ampera) i malih razmaka među elektrodama (nekoliko milimetara), i to za luk koji slobodno gori u zraku atmosferskog tlaka. Za duljine luka veće od 3 cm i struje od 50 A predložio je *Rieder* [11, str. 45], [23, str. 54] točniju aproksimaciju statičke karakteristike:

$$\begin{aligned} u_A &= \alpha + (\beta + l) \cdot E(i) \\ E(i) &= \gamma \cdot \left(\ln \frac{i}{\delta}\right)^{-3}. \end{aligned} \qquad (6090)$$

Ovdje $E(i)$ označuje gradijent potencijala (V/cm) u stupcu luka, a pojedine konstante imaju ove vrijednosti:

$$\alpha = 26 \text{ V},$$

$$\beta_{Ag} = 1{,}1 \text{ cm}, \quad \beta_{Cu} = 1{,}3 \text{ cm}, \quad \beta_W = 1{,}6 \text{ cm},$$

$$\gamma = 5400 \text{ V/cm},$$

$$\delta = 7{,}4 \cdot 10^{-3} \text{ A}.$$

Ta je relacija već manje praktična za računanje od prije spomenutih, a sam pisac navodi da bi za kraće lukove trebalo upotrijebiti još složenije izraze. Pri upotrebi navedenih i njima sličnih formula valja stalno imati na umu da svaka od njih vrijedi samo za određeno područje (jakost struje, kontaktni razmak, materijal elektroda, sastav i tlak plinovitog medija) i da se može primijeniti samo na luk koji gori u strogo stacionarnim uvjetima. Utjecaj tlaka na gradijent luka E može se aproksimirati jednadžbom

$$E = E_0 \cdot p^m, \tag{6091}$$

u kojoj je

E_0 – gradijent pri atomosferskom tlaku,

p(ata) – tlak plina.

Eksponent m ovisi o vrsti plina, kako se razabire iz podataka [34, str. 48]:

argon . . . . . $m = 0{,}16$
helij . . . . . $m = 0{,}20$
dušik (zrak) . . . . . $m = 0{,}31$
vodik . . . . . $m = 0{,}32.$

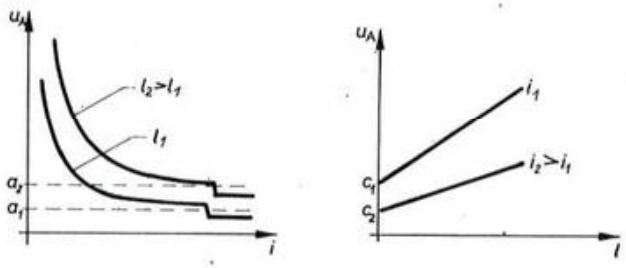
Unatoč problematičnoj vrijednosti analitičkih izraza $u_A = f(l, i)$ za brojčano određivanje pojava u strujnom krugu, mogu takve relacije korisno poslužiti prilikom kvalitativnih razmatranja. Uzmimo kao primjer najjednostavniju formulu (6088). Iz nje se za luk *konstantne duljine* dobiva relacija

$$u_A(i) = a + \frac{b}{i},$$

a za luk *konstantne struje izraz*

$$u_A(l) = c + d \cdot l,$$

pri čemu su a...d konstantni koeficijenti. Te karakteristike grafički prikazuje slika 6033.



Sl. 6033. Statičke karakteristike luka uz konstantnu duljinu i konstantnu struju

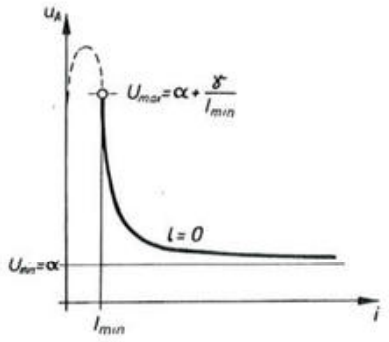
Iskustvo pokazuje da iznad određene jakosti struje u voltamperskoj karakteristici luka dolazi do skokovita sniženja napona. To je shematski označeno u lijevom dijelu slike. Pojava se tumači naglim isparivanjem metalnih elektroda u tom trenutku zbog velike gustoće struje, a metalne pare povisuju vodljivost lučne plazme.

Kao iduću konzekvenciju formule (6088) treba spomenuti da smanjivanjem razmaka elektroda prema nuli statička karakteristika prelazi u tzv. *graničnu karakteristiku*

$$u_A(i,\ l=0) = \alpha + \frac{\gamma}{i} = c(i). \tag{6092}$$

predočenu krivuljom na slici 6034.

Pri tome se čitav napon luka troši na anodni i katodni pad. Minimalna struja $I_{\min}$ je vrijednost struje ispod koje zbog preslabog termičkog efekta luk



Sl. 6034. Granična karakteristika luka

prelazi u tinjavo izbijanje (shematski prikazano isprekidanim dijelom krivulje). Prema jednadžbi (6092) bila bi pripadna vrijednost napona

$$U_{\max} = \alpha + \frac{\gamma}{I_{\min}}.$$

S porastom struje približava se napon asimptotski najmanjoj vrijednosti

$$U_{\min} = \alpha.$$

Dakako, dobiveni izrazi s obzirom na prijašnje napomene imaju ponajprije kvalitativan značaj. Stvarno izmjerene vrijednosti za elektrode u atmosferskom zraku približno su u ovim granicama:

$$I_{\min} \doteq \begin{cases} 0{,}01\ldots0{,}03\ \text{A za ugljik,} \\ 0{,}1\ldots1{,}0\ \text{A za metale (Zn...W),} \end{cases}$$

$$U_{\min} = \begin{cases} 18\ldots22\ \text{V za ugljik,} \\ 9\ldots17\ \text{V za metale (Pb...Pt),} \end{cases}$$

$$U_{\max} = 200\ldots250\ \text{V}.$$

Fizikalno je značenje veličine $U_{\min}$ u tome što se uz niži napon na elektrodama ne može održati stabilan luk ma kako velika bila njegova struja. Točnijim razmatranjem pojava u luku dolazi se do relacije [23, str. 61] koja određuje donji granični napon:

$$U_{\min} \approx \varphi + U_i = \Delta U. \tag{6093}$$

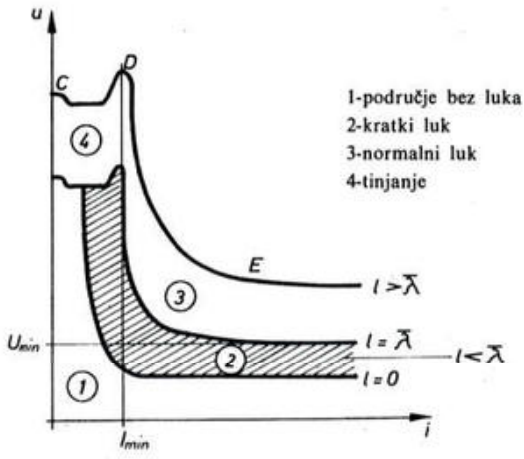
Ovdje je φ izlazni potencijal katode, U_i napon ionizacije metalnih para, a ΔU malo povišenje napona koje je potrebno da se postigne dovoljna vjerojatnost ionizacije. Tablice 6015. i 6029. daju, na primjer, za bakrene elektrode $\varphi = 4{,}2$ V, $U_i = 7{,}7$ V, pa je prema tome $U_{\min} > 11{,}9$ V. To se slaže i s podatkom u tablici

Tabl. 6035. Parametri graničnih karakteristika za elektrode u atmosferskom zraku

E (V)	24	50	110	220	I_{min} (A)	U_{min} (V)
Elektrode	I (A)					
Ag	1,7	1,0	0,6	0,45	0,4	12
Ag – Pd 70/30	–	–	–	–	0,4	13
Au	>16	1,5	0,6	0,4	0,35	15
C, ugljen	–	>5	0,7	–	0,02	20
Cu-oksidiran	–	3	1,3	0,5	0,4	12,5
mjed	–	0,7	0,4	0,3	–	15
Pt	7,5	>3	–	–	0,9	17
Pt – Ir 80/20	–	–	–	–	0,8	19
Pt – Ir 90/10	>20	>5	>5	4	–	–
Pt – Os 93/7	>20	>5	>5	2,5	–	–
W	12,5	4	1,8	1,4	1,0	16
Zn	–	1,1	0,6	0,3	0,1	11

6035. (U_{min} = 12,5 V) koja sadrži nekoliko parametara graničnih karakteristika za razne metale prema Burstynu [4] i Merlu [23]. Veličine I_{min}, U_{min} određuju okomitu i vodoravnu tangentu krivulje, dok su parovi E, I segmenti koje ostale tangente odsjecaju na koordinatnim osima (usporedi sliku 6098). Razmatranje u poglavlju 653. pokazuje da je E elektromotorna sila izvora, tj. napon praznog hoda na otvorenim kontaktima, a I je najveća struja prije otvaranja kruga, koja se pod tim naponom može prekinuti bez luka uz ma kako malen razmak kontakata. Burstyn je spomenute veličine određivao tako da je strujne krugove prekidao ručnom sklopkom sa sporim otvaranjem kontakata i pri tome promatranjem luka utvrdio granice za bezlučno prekidanje. Holm je umjesto vanjskih parametara kruga (E, I) mjerio same koordinate luka (u_A, i) na taj način da je oscilografski snimao struju i napon luka pri vrlo malim razmacima elektroda. Treba spomenuti da se među eksperimentalnim podacima raznih pisaca mogu uočiti znatnija odstupanja [2, tabl. 53.06]. Krivulja $E(I)$ je iznad karakteristike $u_A(i)$ i slična je oblika, a vodoravna i okomita asimptota (U_{min}, I_{min}) su im zajedničke.

Pojam granične karakteristike u uskoj je vezi s fenomenom tzv. kratkog luka (bez plazme), koji smo upoznali u poglavlju 243.2. kad smo govorili o pitanjima prijenosa materijala među kontaktima. Ta je veza prema Keilu [12,



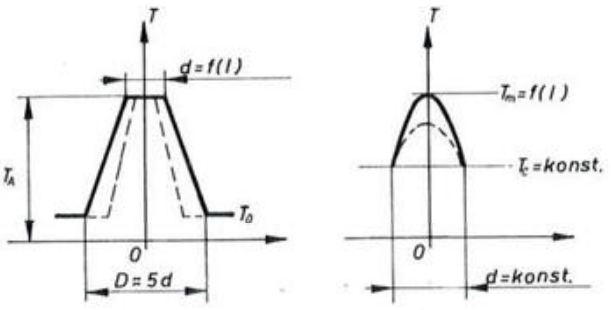
Sl. 6036. Specifična područja oko granične karakteristike

str. 44] shematski prikazana slikom 6036, u kojoj su brojevima označena četiri karakteristična područja. Osjenčana zona 2 ispod granične karakteristike $l = \bar{\lambda}$ odgovara kratkom luku kojemu duljina ne prekoračuje slobodni put elektrona $\bar{\lambda}$. Kratki luk može, prema tome, gorjeti samo uz takve struje i napone koji odgovaraju koordinatama točaka u zoni 2. U dijagramu je ucrtana i karakteristika tinjavog i lučnog izbijanja $l > \lambda$ bilo za koji razmak elektroda. Oznake točaka C – D – E odgovaraju oznakama na slici 6010.

Osim spomenutih empirijskih formula (Ayrtona, Nottinghama itd.) postoje i razna analitička rješenja koja su računski izvedena iz fizikalnih pojava u luku. Jednadžba (6074) i pripadne relacije u poglavlju 622. govore o principijelnoj mogućnosti da se iz temperature, tlaka i svojstava plina (napona ionizacije, slobodnih putova čestica) izračuna električna vodljivost plazme, a zatim za određeni presjek i određenu duljinu luka i njegova statička karakteristika. Problematično je, međutim, već poznavanje temperature i presjeka luka jer su i oni funkcije struje. Spomenuta svojstva plina također su u složenoj zavisnosti od temperature. Za luk u zraku trebalo bi poznavati podatke o raznovrsnim česticama plinske smjese, tj. o molekulama (N_2, O_2, O_3, NO), atomima (N, O), ionima (N_2^+, N^+, O_2^+, O^+, NO^+) i elektronima. Zato se pojedine analize temelje na određenim pretpostavkama i zanemarenjima koja pojednostavljuju račun.

Elenbaas i Heller analizirali su prilike stacionarnog luka koji gori u izolacijskoj cijevi s konstantnom temperaturom unutrašnje stijenke i koji potpuno ispunjava njezin presjek. Kao rezultat tog razmatranja postavili su 1934. godine jednadžbu koja utvrđuje raziobu temperature luka u radijalnom smjeru (vidi desni dio slike 6037) ako je zadana jakost električnog polja [28, str. 73], [22, str. 78]. Iz poznate temperature može se pomoću jednadžbe Saha odrediti gustoća elektrona u pojedinim točkama presjeka, a odavde gustoća struje i ukupna struja luka. Budući da pretpostavke te analize ne odgovaraju prilikama u sklopnim aparatima, nećemo je ovdje potanje opisivati.

Približno u isto vrijeme objavili su *Engel i Steenbeck* svoje radove o luku koji slobodno gori u plinu i kojemu dijametar ovisi o jakosti struje. Njihova se analiza osniva na pretpostavci da je luk stacionaran (bez vremenske promjene pojedinih parametara), da ukupnu struju nose elektroni, da njihova pokretljivost ne ovisi o jakosti polja i da je temperatura luka (a prema tome i gustoća elektrona) jednaka u svim točkama njegova presjeka. Pretpostavljenu raspodjelu temperature T u luku i okolnom mediju, kao funkciju radijalne udaljenosti r od osi luka, prikazuje *lijevi* dio slike 6037. U dijagramu označuju d i T_A promjer i temperaturu luka, T_0 temperaturu okoline, a $D/2$ udaljenost od osi luka na kojoj se temperatura plina spušta do vrijednosti T_0. Prema Kesselringu [3, str.



Sl. 6037. Modeli raspodjele temperature u luku

121] je $D \approx 5\,d$. Radi usporedbe u desnom je dijelu slike predočena varijacija temperature za luk u uskoj cijevi. Ovdje je (prema Helleru i Elenbaasu) promjer luka d konstantan i jednak unutrašnjem promjeru cijevi, a temperatura mu varira u radijalnom smjeru od konstantnog iznosa T_c na periferiji (temperatura cijevi) do maksimuma T_m u osi luka. Isprekidane crte u oba dijela slike odgovaraju nekoj manjoj vrijednosti struje I.

Zbog veoma strmog pada temperature uz površinu luka može se zanemariti električna vodljivost plina izvan promjera d i struja luka odrediti izrazom

$$I = \frac{d^2\pi}{4} \cdot j = \frac{d^2\pi}{4} \cdot N_e q_0 b_e E, \tag{6094}$$

u kojemu j označuje gustoću struje prema jednadžbi (6072). Iz relacija (6057), (6067), (6068) i (6070) izlazi da su za neki određeni plin pokretljivost i gustoća

$$I = f_3(p, T) \cdot d^2 \cdot E. \tag{6095}$$

U stacionarnom stanju luka mora biti energetska ravnoteža između dovedene i odvedene snage. Luku duljine l dovodi se snaga

$$P_A = U I = l E I.$$

Pretpostavimo načas da se njegov stupac hladi isključivo isijavanjem i da je toplina predana okolini proporcionalna rashladnoj površini $d\pi l$ i četvrtoj potenciji temperature, kao za usijana kruta tijela. Tada bi snaga hlađenja bila

$$P_H = K_H \cdot d\pi l \cdot T^4 = l \cdot f_4(T) \cdot d.$$

Izjednačimo li posljednje dvije jednadžbe, dobivamo

$$d = \frac{EI}{f_4(T)}. \tag{6096}$$

Dosadašnja razmatranja pokazuju da za određivanje luka treba poznavati pet osnovnih parametara: E, I, d, T, p. Da bi se uz zadani konstantan pritisak p i različite odabrane vrijednosti struje I odredila ostala tri parametra, potreban je sistem od triju jednadžbi. Dvije su određene relacijama (6095) i (6096), od kojih se prva osniva na principu kontinuiteta struje, a druga na principu održanja energije. Da bi našli treću jednadžbu, uveli su Engel i Steenbeck u teoriju luka tzv. »*princip minimuma*«, prema kojem se luk svojim promjerom i svojom temperaturom prilagođava okolini (tlaku, hlađenju itd.) tako da mu gradijent potencijala E (a prema tome i napon) bude minimalan. Iako je taj princip veoma koristan u proučavanju luka i premda se neki njegovi zaključci dobro

slažu s iskustvom, ne može se u punom smislu smatrati fizikalnim zakonom [8], [36, str. 119].

Ako uvedemo jednadžbu (6096) u relaciju (6095), dobiva se

$$E = \sqrt[3]{\frac{1}{I} \cdot \frac{f_4^2(T)}{f_3(p, T)}} = \frac{f_5(p, T)}{\sqrt[3]{I}}. \tag{6097}$$

Na temelju principa minimuma mora temperatura luka imati takvu vrijednost $T = T_A$ da (uz određenu struju i tlak) njegov gradijent $E_A = E(T_A)$ bude minimalan. Zato mora biti

$$\frac{\partial E}{\partial T}(p, T_A, I) = 0,$$

a prema tome i

$$\frac{\partial f_5}{\partial T}(p, T_A) = 0.$$

Rješenje te jednadžbe daje traženu temperaturu T_A koja ne zavisi od struje, nego samo od parametara plina. Uvrstimo li njezinu vrijednost u relaciju (6097), dobivamo konačno vezu između gradijenta i struje:

$$E_A = f_5(p, T_A) \cdot I^{-\frac{1}{3}} = K \cdot I^{-\frac{1}{3}}, \tag{6098}$$

a primjenom jednadžbe (6096) i ovisnost dijametra luka o struji

$$d = \frac{K}{f_4(T_A)} \cdot I^{2/3} = K_d \cdot I^{2/3}. \tag{6099}$$

Ti su rezultati dobiveni na temelju provizorne pretpostavke da se luk hladi isijavanjem topline s njegove površine. Engel i Steenbeck razmatrali su različite idealizirane slučajeve hlađenja luka koji se javljaju u sklopnim aparatima i pri tome, analogno relaciji (6098), izračunali različite vrijednosti eksponenta struje. Iskustvo pokazuje da se veza $E_A(I)$ može općenito izraziti relacijom

$$\left.\begin{aligned} E_A &= K \cdot I^n \\ -1 &\leq n \leq 1. \end{aligned}\right\} \tag{6100}$$

Vrijednost eksponenta n ovisi o uvjetima okoline u kojoj gori luk. Za praksu su posebno važna ova tri slučaja [3, str. 28]:

a) *površinsko hlađenje luka*

$$n \approx -\frac{3}{5}, \qquad E_A \approx \frac{K}{\sqrt[5]{I^3}}; \tag{6101}$$

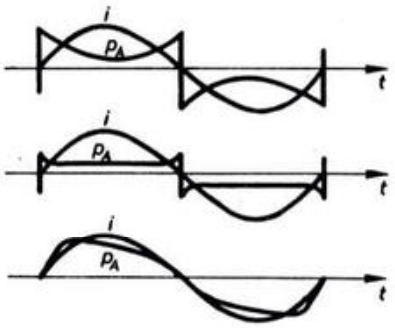
b) *volumno* ili *unutrašnje hlađenje luka*

$$n \approx 0, \qquad E_A \approx K \cdot I^0 = \text{konst}; \tag{6102}$$

c) *luk bez hlađenja*

$$n \approx 1, \qquad E_A \approx K \cdot I. \tag{6103}$$

U prvom se slučaju luk hladi tako da se toplina odvodi s njegove površine. To približno odgovara luku koji gori u mirnom plinu, npr. zraku ili vodiku. U drugom se slučaju luk hladi po čitavom presjeku, što se postiže uštrcavanjem tekućine ili poprečnim strujanjem hladna plina, npr. komprimirana zraka. Uz te uvjete poprima luk najvišu temperaturu i najmanji promjer. U trećem je slučaju luk toplinski potpuno izoliran, što približno odgovara prilikama u lučnim pećima za taljenje čelika.



Sl. 6038. Utjecaj hlađenja na gradijent luka

Oscilogrami na slici 6038. prikazuju kako se u pojedinom od navedenih slučajeva mijenja pad napona u luku p_A zbog prolaza sinusne izmjenične struje i. Oni se dobro podudaraju s teorijom unatoč tome što se ovdje radi o dinamičkim karakteristikama, a ne o statičkima.

Tablica 6039. sadrži nekoliko vrijednosti za gradijent luka E_A prema Kesselringu [3, str. 139]. Iz nje se jasno razabire utjecaj medija za gašenje i načina hlađenja.

Tabl. 6039. Utjecaj medija za gašenje na gradijent luka

Sredstvo za gašenje	Intenzitet strujanja	E_A (V/cm)
zrak	luk stabiliziran slabim strujanjem, $I \approx 5$ A	10...20
vodik		100...200
zrak, vodik	jako aksijalno strujanje (brzinom zvuka)	200
ulje	mirno	70...100
	jako aksijalno strujanje	200
voda	mirna	188
	jako aksijalno strujanje	200

Za različite slučajeve koji se susreću u praksi mogu se u literaturi naći specijalne formule [37, str. 169]. Tako se npr. za luk u ulju, hlađen poprečnim strujanjem razvijenih plinova i para tlaka p, može gradijent približno odrediti pomoću formule

$$E_A = 55\sqrt{p}, \tag{6104}$$

a za luk u ulju, koji se hladi vlastitim kretanjem pod utjecajem poprečnog magnetskog polja indukcije B, pomoću relacije

$$E_A = \frac{420\, B^{4/9}}{i^{1/9}} + 50. \tag{6105}$$

Pri tome je

E_A(V/cm) gradijent luka,
p(ata) – tlak plina,
B(T) – magnetska indukcija,
i(A) – jakost struje u luku.

Relacija (6104) vrijedi za područje velikih struja, te se uz p = konst. podudara s izrazom za volumno hlađenje (6102).

625. Dinamička teorija luka

Statičke se karakteristike ne mogu primijeniti ako se pojave brzo mijenjaju, npr. pri naglom produljenju luka, oscilaciji struje industrijskom frekvencijom itd. Za analitičko određivanje parametara nestacionarnog luka razvili su *Cassie i Mayr* [38], [39] dinamičku teoriju uzevši u obzir da električna vodljivost luka $G = 1/R$ raste s količinom topline Q koja je u njemu akumulirana:

$$G = \frac{1}{R} = \frac{i}{E} = F(Q). \tag{6106}$$

Otpor R (Ω/m), vodljivost G (m/Ω) i energija Q (J/m) odnose se u tom razmatranju *na jedinicu duljine* lučnog stupca. Relacija (6106) izlazi iz činjenice da gustoća naboja N (a time i specifična vodljivost plazme $1/\varrho$) raste s temperaturom T, dok sadržaj topline Q raste s temperaturom i presjekom stupca S, dakle:

$$\frac{1}{R} = \frac{S}{\varrho} = f_1(N \cdot S) = f_2(T \cdot S) = F(Q).$$

Promjena akumulirane topline određuje se prema jednadžbi H. Th. Simona razlikom između topline koju je proizvela struja i topline koja je odvedena hlađenjem:

$$\mathrm{d}Q = (P_A - P_h)\,\mathrm{d}t, \tag{6107}$$

gdje je

P_A(W/m) – snaga koju luk uzima iz mreže,
P_h(W/m) – snaga koja hlađenjem prelazi na okolinu.

To je osnovna relacija za energetsku bilancu luka koja se obično piše u obliku

$$\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} = P_A - P_h = i^2 R - P_h. \tag{6108}$$

Derivacija jednadžbe (6106) i primjena relacije (6108) daje

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{1}{R}\right) = \frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}Q} \cdot \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}Q} \cdot (i^2 R - P_h). \tag{6109}$$

Supstitucijom

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{1}{R}\right) = \frac{1}{R^2} \cdot \frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}$$

i množenjem sa $R = \dfrac{1}{F(Q)}$ dobivamo

$$-\frac{1}{R} \cdot \frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t} = \frac{\dfrac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}Q}}{f(Q)} \cdot (i^2 R - P_h). \tag{6110}$$

Kako je $R = E/i$, slijedi

$$-\frac{1}{R} \cdot \frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t} = -\frac{i}{E} \cdot \frac{\dfrac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} \cdot i - \dfrac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} \cdot E}{i^2} = \frac{\mathrm{d}i}{i\,\mathrm{d}t} - \frac{\mathrm{d}E}{E\,\mathrm{d}t},$$

pa se jednadžba (6110) može pisati i u obliku

$$\frac{1}{i} \cdot \frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} - \frac{1}{E} \cdot \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \frac{\dfrac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}Q}}{F(Q)} \cdot (Ei - P_h). \tag{6111}$$

Relacije (6109), (6110) i (6111) određuju općenite veze između električnih i toplinskih parametara dinamičkog luka. Kad bi se za $F(Q)$ i P_h uvrstili točni izrazi koji odgovaraju različitim načinima hlađenja, postao bi račun veoma složen. Zato se u praksi zadovoljavamo određenim pretpostavkama koje dopuštaju eliminaciju spomenutih veličina. Upravo je u tim aproksimacijama razlika između metoda koje su predložili Cassie i Mayr.

Cassie pretpostavlja da je temperatura u svim točkama lučnog stupca jednaka i konstantna. Zbog toga su konstantni i njegov specifični otpor ϱ i sadržaj topline u jedinici volumena Q/S. Dalje pretpostavlja *volumno hlađenje* koje uz konstantan iznos Q/S ima kao posljedicu konstantan odvod topline po jedinici volumena P_h/S. Navedene pretpostavke mogu se sažeti u tri relacije:

$$\varrho = k_1 = \text{konst}, \tag{6112}$$

$$\frac{Q}{S} = k_2 = \text{konst}, \tag{6113}$$

Prema tome je vodljivost jediničnog elementa

$$\frac{1}{R} = \frac{S}{\varrho} = \frac{S}{k_1} = \frac{Q}{k_1 k_2} = F(Q), \tag{6115}$$

a njezina derivacija

$$\frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}Q} = \frac{1}{k_1 k_2}. \tag{6116}$$

Iz (6114) i (6115) izlazi

$$P_h = S \cdot k_3 = \frac{k_1 k_3}{R}. \tag{6117}$$

Posljednje tri relacije omogućuju da se iz opće jednadžbe (6110) eliminira Q i P_h:

$$-\frac{1}{R} \cdot \frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t} = \frac{\frac{1}{k_1 k_2}}{\frac{1}{R}} \cdot \left(i^2 R - \frac{k_1 k_3}{R}\right),$$

odnosno

$$-\frac{1}{R} \cdot \frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t} = \frac{i^2 R^2}{k_1 k_2} - \frac{k_3}{k_2}. \tag{6118}$$

Iz derivacije

$$\frac{\mathrm{d}R^{-2}}{\mathrm{d}t} = -2R^{-3} \cdot \frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}$$

dobivamo

$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t} = -\frac{R^3}{2} \cdot \frac{\mathrm{d}R^{-2}}{\mathrm{d}t},$$

što uvršteno u izraz (6118) daje

$$\frac{R^2}{2} \cdot \frac{\mathrm{d}R^{-2}}{\mathrm{d}t} = \frac{i^2 R^2}{k_1 k_2} - \frac{k_3}{k_2},$$

odnosno

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{1}{R^2}\right) + \frac{2k_3}{k_2} \cdot \left(\frac{1}{R^2}\right) = \frac{2}{k_1 k_2} \cdot i^2. \tag{6119}$$

Budući da se brojčane vrijednosti veličina k_1, k_2, k_3 (koje, točno uzevši, nisu konstante, već složene funkcije temperature) ne mogu odrediti, zadovoljava se Cassie u posljednjoj jednadžbi njihovim međusobnim odnosima. Omjer k_2/k_3, koji se prema (6113) i (6114) može pisati

$$\vartheta_c = \frac{Q}{P_h} = \frac{k_2}{k_3}, \tag{6120}$$

naziva se *Cassiejevom vremenskom konstantom luka*, prema kojoj luk gubi svoju vodljivost kad mu se prestane dovoditi energija – vidi jednadžbu (6150).

U specijalnom slučaju stacionarnog luka moraju dovod i odvod snage biti jednaki:

$$P_h = E_s \cdot i = \frac{E_s^2}{R}. \tag{6121}$$

Iz te jednadžbe i relacija (6114) i (6115) slijedi da je *gradijent stacionarnog luka*

$$E_s = \sqrt{P_h \cdot R} = \sqrt{k_3 S \cdot \frac{k_1}{S}} = \sqrt{k_1 k_3} \tag{6122}$$

konstantan i neovisan o struji. To je u skladu s formulom (6102) za volumno hlađenje prema Engelu i Steenbecku.

Ako uvrstimo izraze (6120) i (6122) u diferencijalnu jednadžbu (6119), dobivamo modificirani oblik

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{1}{R^2}\right) + \frac{2}{\vartheta_c} \cdot \frac{1}{R^2} = \frac{2}{\vartheta_c \cdot E_s^2} \cdot i^2. \tag{6123}$$

Kako je

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{1}{R^2}\right) = -2R^{-3} \cdot \frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t},$$

$$i = E/R,$$

može se posljednji izraz pisati i ovako:

$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t} = \frac{R}{\vartheta_c}\left(1 - \frac{E^2}{E_s^2}\right). \tag{6124}$$

Ako se umjesto otpora R uvede vodljivost po jedinici duljine

$$G = 1/R = i/E,$$

tada zbog

$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}(G^{-1})}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}(G^{-1})}{\mathrm{d}G} \cdot \frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{G^2} \cdot \frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}t}$$

relacija (6124) prelazi u oblik

$$\frac{1}{G} \cdot \frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{\vartheta_c}\left(\frac{E^2}{E_s^2} - 1\right), \tag{6125}$$

Budući da je

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{i}{E}\right) = \frac{\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}E - \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}i}{E^2} = \frac{1}{E}\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} - \frac{i}{E^2}\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}, \tag{6127}$$

slijedi iz relacije (6126) također

$$\frac{1}{i}\cdot\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} - \frac{1}{E}\cdot\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{\vartheta_c}\left(\frac{E^2}{E_s^2} - 1\right). \tag{6128}$$

Rješenje jednadžbe (6123) glasi

$$\frac{1}{R^2} = \left(\frac{1}{R_0^2} + \frac{2}{E_s^2\,\vartheta_c}\int_0^t i^2\,\mathrm{e}^{\frac{2t}{\vartheta_c}}\,\mathrm{d}t\right)\mathrm{e}^{-\frac{2t}{\vartheta_c}}, \tag{6129}$$

pri čemu je R_0 otpor luka po jedinici duljine u času $t = 0$.

Pomoću dobivenog rezultata mogu se za razne krivulje struje $i = f(t)$ izračunati krivulje otpora luka $R(t)$ i gradijenta $E(t) = R \cdot \imath$.

Pretpostavimo sinusoidalnu promjenu struje

$$i = I_m \sin \omega t.$$

U tom se slučaju, uz neka zanemarenja, dobiva

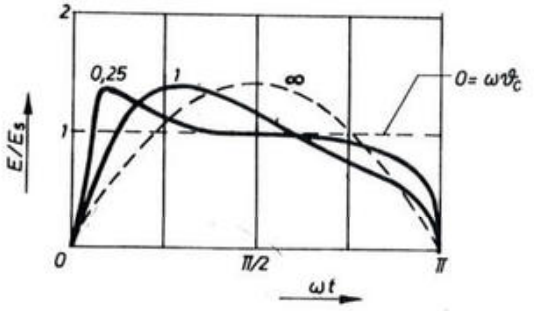
$$\frac{1}{R} \approx \frac{I_m}{\sqrt{2}\,E_s}\sqrt{1 - \frac{\sin(2\omega t + \varphi)}{1 + (\omega\vartheta_c)^2}}, \tag{6130}$$

$$E \approx \frac{E_s\sqrt{2}\sin\omega t}{\sqrt{1 - \frac{\sin(2\omega t + \varphi)}{1 + (\omega\vartheta_c)^2}}}, \tag{6131}$$

pri čemu je

$$\varphi = \operatorname{arc\,ctg}(\omega\vartheta_c). \tag{6132}$$

Grafički prikaz gradijenta prema relaciji (6131) za vrijeme jednog poluvala struje vidimo na slici 6040. U njoj su *granični slučajevi* $\omega\vartheta_c = 0$, odnosno $\omega\vartheta_c = \infty$ predočeni isprekidanim linijama.



Sl. 6040. Gradijent luka sinusne struje po Cassieu

Linija $\omega\,\vartheta_c = 0$ odgovara luku izvanredno niske frekvencije ($\omega \to 0$) ili luku koji nema nikakve tromosti ($\vartheta_c = 0$), te se njegov gradijent trenutno prilagođava svakoj promjeni struje. Ta linija predočava, dakle, *statičku karakteristiku* ($E = E_s$). Vidimo da je u tom slučaju gradijent konstantan, što odgovara luku s volumnim hlađenjem prema Engel-Steenbeckovoj relaciji (6102).

Krivulja $\omega\,\vartheta_c = \infty$ odgovara luku koji ima beskonačno veliku tromost ($\vartheta_c = \infty$), ili luku kojim protječe struja izvanredno visoke frekvencije ($\omega \to \infty$). Kako se vidi iz relacije (6130), njegov je otpor konstantan, a gradijent sinusoidalan.

Mayr polazi u svojoj analizi od pretpostavke *površinski hlađenog* luka iz kojeg se odvodi konstantna snaga

$$P_h = P_0 = \text{konst.} \tag{6133}$$

S obzirom na jednadžbu (6121) bit će u specijalnom slučaju stacionarnog luka njegova statička karakteristika određena hiperbolom

$$E_s = \frac{P_0}{i}, \tag{6134}$$

koja odgovara Engel-Steenbeckovoj formuli (6100) uz $n = -1$. Dalje se u toj analizi pretpostavlja veza između sadržaja topline luka Q i njegove vodljivosti $1/R$ prema jednadžbi

$$\frac{1}{R} = K \cdot e^{Q/Q_0} = F(Q), \tag{6135}$$

gdje su K i Q_0 konstante. Pri tome konstanta Q_0 označuje količinu energije koju treba dovesti luku da mu se vodljivost poveća e puta. Jednadžba (6135) izvedena je na temelju Mayrove teorije stacionarnog luka [39] tako da je vodljivost $1/R$, izračunata pomoću jednadžbi (6070) i (6073), stavljena u odnos sa sadržajem topline pri jednakoj temperaturi. Derivacijom relacije (6135) dobiva se

$$\frac{dF}{dQ} = \frac{K}{Q_0} \cdot e^{Q/Q_0}. \tag{6136}$$

Uvrstimo li posljednje dvije relacije i izraz (6133) u opću diferencijalnu jednadžbu dinamičkog luka (6110), dobivamo

$$-\frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dt} = \frac{\frac{K}{Q_0} \cdot e^{Q/Q_0}}{K\, e^{Q/Q_0}} \cdot (R\, i^2 - P_0), \tag{6137}$$

odnosno

$$R \cdot \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{R}\right) = \frac{R\, i^2 - P_0}{Q_0},$$

a prema tome

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{R}\right) + \frac{P_0}{Q_0} \cdot \frac{1}{R} = \frac{i^2}{Q_0}. \tag{6138}$$

Supstitucijom

$$\vartheta_M = \frac{Q_0}{P_0} \tag{6139}$$

pretvara se (6138) u relaciju

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{1}{R}\right) + \frac{1}{\vartheta_M} \cdot \frac{1}{R} = \frac{1}{\vartheta_m \cdot P_0} \cdot i^2. \tag{6140}$$

Veličina ϑ_M je *Mayrova vremenska konstanta luka.* Ona je jednaka vremenu za koje se otpor luka poveća e = 2,718... puta ako mu se uz konstantan odvod topline P_0 prekine dovod energije – vidi jednadžbu (6151).

Kako je

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{1}{R}\right) = -R^{-2} \cdot \frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}$$

$$i = E/R,$$

može se posljednji izraz pisati i ovako:

$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t} - \frac{R}{\vartheta_M} = -\frac{1}{\vartheta_M \cdot P_0} \cdot E^2. \tag{6141}$$

Ako uvedemo vodljivost $G = 1/R = i/E$ u relaciju (6140), dobivaju se ovi oblici Mayrove jednadžbe:

$$\frac{1}{G} \cdot \frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{\vartheta_m}\left(\frac{i^2}{GP_0} - 1\right) = \frac{1}{\vartheta_M}\left(\frac{E^2 G}{P_0} - 1\right), \tag{6142}$$

odnosno

$$\frac{E}{i} \cdot \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{i}{E}\right) = \frac{1}{\vartheta_M}\left(\frac{Ei}{P_0} - 1\right). \tag{6143}$$

Uvrstimo li ovdje relaciju (6127), dobivamo također

$$\frac{1}{i} \cdot \frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} - \frac{1}{E} \cdot \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{\vartheta_M}\left(\frac{Ei}{P_0} - 1\right). \tag{6144}$$

Na osnovi jednadžbe (6140) izlazi kao opće rješenje

$$\frac{1}{R} = \left(\frac{1}{R_0} + \frac{1}{\vartheta_M P_0} \int_0^t i^2 \, \mathrm{e}^{\frac{t}{\vartheta_M}} \mathrm{d}t\right) \mathrm{e}^{-\frac{t}{\vartheta_M}}. \tag{6145}$$

Za specijalni slučaj sinusoidalne struje treba veličinu $i(t)$ u posljednjoj jednadžbi nadomjestiti izrazom

$$i = I_m \sin \omega t.$$

Budući da je njezina promjena u okolini maksimuma I_m vrlo spora, može se pretpostaviti da su u tom intervalu stacionarni uvjeti, pa se i gradijent $E(I_m)$ može aproksimirati gradijentom statičke karakteristike $E_s(I_m)$:

$$E(I_m) = E_s(I_m) = E_{s\,\min}.$$

Zato se prema (6134) može staviti

$$P_0 = E_{s\,\min} \cdot I_m. \tag{6146}$$

Time se iz općeg rješenja (6145) uz određena zanemarenja dobiva:

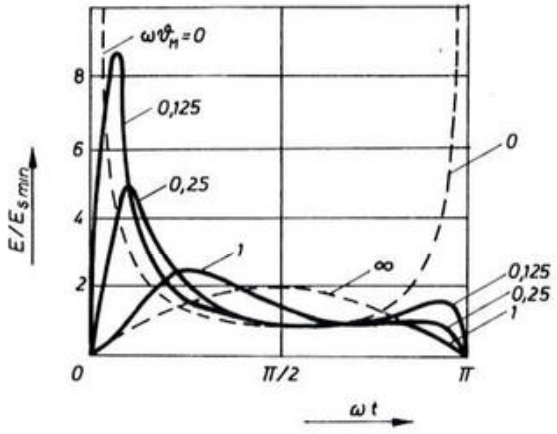
$$\frac{1}{R} \approx \frac{I_m}{2E_{s\,\min}}\left[1 - \frac{\sin(2\omega t + \varphi)}{\sqrt{1 + (2\omega \vartheta_M)^2}}\right], \tag{6147}$$

odnosno, zbog $E = iR$,

$$E \approx \frac{2E_{s\,\min} \sin \omega t}{1 - \dfrac{\sin(2\omega t + \varphi)}{\sqrt{1 + (2\omega \vartheta_M)^2}}}, \tag{6148}$$

pri čemu je

$$\varphi = \operatorname{arc\,ctg}(2\omega \vartheta_M). \tag{6149}$$



Sl. 6041. Gradijent luka sinusne struje po Mayru

Slika 6041. pokazuje vremensku promjenu gradijenta prema relaciji (6148) za vrijeme jednog poluvala struje. I ovdje isprekidane linije prikazuju granične slučajeve $\omega \vartheta_M = 0$, odnosno $\omega \vartheta_M = \infty$. Krivulja $\omega \vartheta_M = 0$ odgovara luku koji nema termičke tromosti ($\vartheta_M = 0$) i prema tome predočava *statičku karakteristiku* luka s površinskim hlađenjem.

S matematičkog stajališta obje opisane teorije jednako odgovaraju praktičkim zahtjevima jer dovode do linearnih diferencijalnih jednadžbi prvog reda, koje se rješavaju bez posebnih teškoća. U fizikalnom pogledu nijedna ne može potpuno obuhvatiti stvarne pojave jer sadrže određene pretpostavke koje, doduše, pojednostavljuju račun, ali se ne slažu sa stvarnošću. Tako se, na primjer, ni tzv. »vremenske konstante« ϑ_c i ϑ_M, točno uzevši, ne mogu smatrati konstantnim veličinama. Pretpostavljeni uvjeti hlađenja luka (»volumno« ili »površinsko«) predočuju aproksimacije koje se s manje ili više točnosti mogu primijeniti na različite pogonske slučajeve. Stvarne su prilike hlađenja mnogo složenije, pogotovo ako se uzme u obzir da i sam luk utječe na tlak i strujanje rashladnog medija u aparatima. Glavna je vrijednost dinamičkih teorija u tome što kvalitativnim upoznavanjem odnosa između toplinskih i električnih veličina omogućuju razumijevanje pojava u luku.

Cassiejeva teorija vjernije opisuje luk jake struje kojemu je gradijent praktički neovisan o struji, dok je Mayrova teorija prikladnija za područje manjih struja s izrazito hiperboličnom karakteristikom luka.

Pretpostavimo da se u času $t = 0$ *prekine dovod energije*. Tada se prema relacijama (6129) i (6145) zbog $i = 0$ dobiva

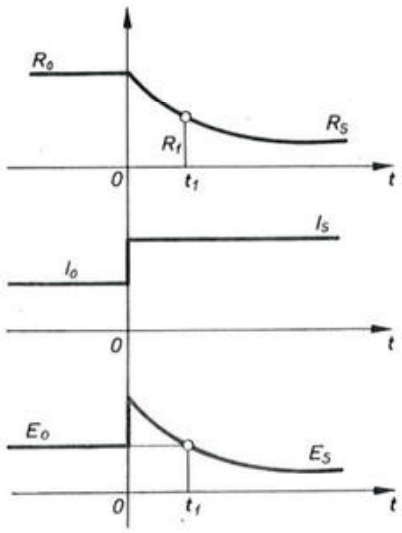
$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_0} \cdot e^{-\frac{t}{\vartheta_\epsilon}}, \tag{6150}$$

odnosno

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_0} \cdot e^{-\frac{t}{\vartheta_M}}. \tag{6151}$$

Po tom bi se zakonu smanjivala vodljivost rezidualnog stupca kad se nakon gašenja luka ne bi pojavili povratni napon i rezidualna struja. Vidimo da je za uspješno prekidanje poželjna *što manja vremenska konstanta* medija za gašenje.

Za *eksperimentalno određivanje vremenske konstante* u različitim plinovima predložili su Yoon i Spindle [50] metodu koju prikazuje slika 6042. Postupak se sastoji u tome da se istosmjerna struja luka u času $t = 0$ skokovito poveća



Sl. 6042. Eksperimentalno određivanje vremenske konstante luka

od početne konstantne vrijednosti I_0 na novi stacionarni iznos I_s. Pri tome se i gradijent luka od početne vrijednosti E_0 trenutno povisi u istom omjeru, tj. na iznos $E_0 \cdot I_s/I_0$, a zatim se zbog postepenog opadanja otpora asimptotski smanjuje na stacionarnu vrijednost E_s. Krivulja gradijenta E prolazi u nekom času t_1 kroz početnu vrijednost E_0. Tok promjene otpora luka možemo odrediti iz jednadžbe (6145) u koju za taj slučaj treba staviti

$$\left.\begin{aligned} i &= I_s = \text{konst.}, \\ P_0 &= I_s^2 \cdot R_s = \text{konst.} \end{aligned}\right\} \tag{6152}$$

Navedeni izraz za P_0 pokazuje da u stacionarnom stanju luka (otpora R_s) dovedena i odvedena snaga moraju biti jednake. Ako uvrstimo (6152) u (6145), dobivamo

$$\ln \frac{\quad}{1/R_1 - 1/R_s}$$

Budući da je

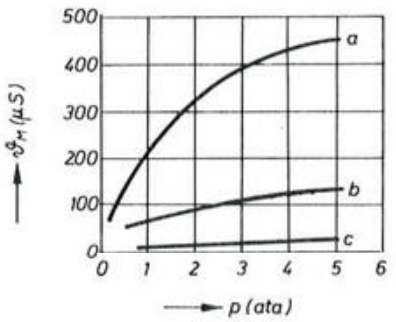
$$\frac{1}{R_0} = \frac{I_0}{E_0}, \qquad \frac{1}{R_s} = \frac{I_s}{E_s}, \qquad \frac{1}{R_1} = \frac{I_s}{E_0},$$

izlazi također

$$\vartheta_M = \frac{t_1}{\ln \dfrac{E_0/E_s - I_0/I_s}{E_0/E_s - 1}}. \tag{6154}$$

Dobiveni rezultat pokazuje kako se pomoću pet parametara izmjerenih u snimljenim oscilogramima napona i struje prema slici 6042. može odrediti vremenska konstanta luka.

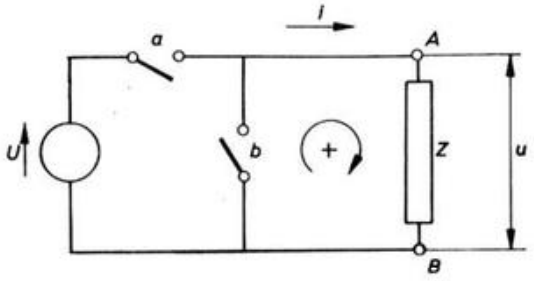
Autori su proveli niz mjerenja u raznim plinovima tlaka 0,25 – 7 ata, i to u području malih struja 1 – 6 A, koje donekle odgovara prilikama u lučnoj komori neposredno prije gašenja i poslije njega. Pri tome su ustanovili da vremenska konstanta u istom plinu raste s tlakom i strujom. Spomenimo kao primjer da je uz struju 1 A i povišenje tlaka od 0,5 na 3 ata vremenska konstanta u dušiku (N_2) porasla od 120 na 400 μs, a u sumpornom heksafluoridu (SF_6) od 0,3 na 1,7 μs. Dijagram 6043. prikazuje vremensku konstantu kao funkciju tlaka za dušik (a), zrak (b) i smjesu od 50% SF_6 i 50% zraka (c).



Sl. 6043. Zavisnost vremenske konstante od vrste plina i njegova tlaka:
a = N_2, b = zrak, c = SF_6 + zrak (1 : 1)

63. UKLAPANJE I KRATKO SPAJANJE U KRUGOVIMA ISTOSMJERNE STRUJE

Nekoliko jednostavnih slučajeva sklapanja razmotrit ćemo u strujnom krugu prema slici 6044. U njemu se zatvaranjem sklopke a priključuje otpor Z na konstantan napon U (uklapanje, nabijanje), dok se zatvaranjem sklopke b poništava,

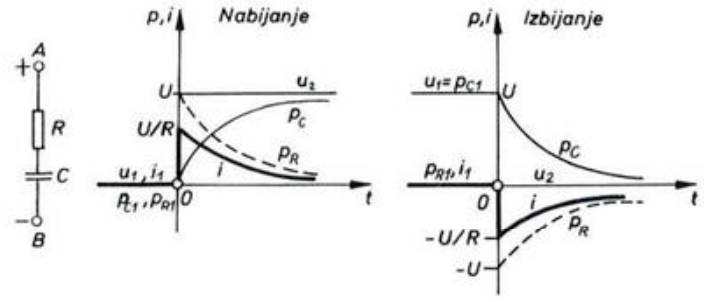


Sl. 6044. Eksperimentalni krug za stvaranje prijelaznih pojava

napon na otporu (kratko spajanje, izbijanje). Pri tome ćemo radi jednostavnosti zanemariti tromost sklopki i smatrati da u času $t = 0$ narinuti napon na stezaljkama otpora Z trenutno skače od početne vrijednosti u_1 na konačnu vrijednost u_2. Uz to ćemo parametre R, L, M i C smatrati konstantama, a otpor spojnih vodova zanemariti.

631. Nabijanje i izbijanje kondenzatora

U tom slučaju treba otpor Z slike 6044. zamisliti kao serijsku kombinaciju od R i C, kako je prikazano na slici 6045. Jednadžbe (6002) i (6010) za ravnotežu



Sl. 6045. Nabijanje i izbijanje kondenzatora

napona i bilancu energije u promatranom krugu glase:

$$u = p_R + p_c, \tag{6155}$$

$$u\,i\,\mathrm{d}t = \mathrm{d}W_R + \mathrm{d}W_c = \frac{p_R^2}{R}\,\mathrm{d}t + \mathrm{d}\left(\frac{C\,p_c^2}{2}\right) \tag{6156}$$

a) *Nabijanje*

Ako je kondenzator prethodno bez naboja, ostaje mu napon i u času uklopa ($t = 0$) na vrijednosti $p = 0$ (uvjet tromosti). Stoga je prema jednadžbi (6004)

odnosno

$$\frac{\mathrm{d}i}{i} = -\frac{\mathrm{d}t}{RC},$$

te konačno

$$\ln i = -\frac{t}{RC} + K. \tag{6158}$$

Za $t = 0$ izlazi iz jednadžbe (6157)

$$\ln i - \ln \frac{}{R} = \ln \frac{}{U} = -\frac{}{RC},$$

odnosno

$$i = \frac{U}{R} \cdot \mathrm{e}^{-\frac{t}{RC}}. \tag{6159}$$

Iz jednadžbi (6157) i (6159) slijedi pad napona na kondenzatoru

$$p_C = U\left(1 - \mathrm{e}^{-\frac{t}{RC}}\right). \tag{6160}$$

elektromotorna sila u krugu b−A−B) trenutno padne na nulu. Za $t \geqq 0$ treba, dakle, staviti $u = 0$, što uz pomoć jednadžbi (6155) i (6156) daje izraz

$$p_R = - p_C \tag{6161}$$

$$\frac{p_R^2}{R} \mathrm{d}t = - \mathrm{d}\left(\frac{C \cdot p_C^2}{2}\right) = - C \cdot p_C \cdot \mathrm{d}p_C. \tag{6162}$$

Uvrstimo li (6161) u (6162), dobivamo

$$\frac{\mathrm{d}p_C}{p_C} = - \frac{\mathrm{d}t}{RC},$$

odnosno

$$\ln p_C = - \frac{t}{RC} + K. \tag{6163}$$

Za $t = 0$ slijedi odavde

$$K = \ln p_{C0},$$

a zbog uvjeta tromosti ($p_{C0} = U$):

$$K = \ln U.$$

Time relacija (6163) prelazi u izraz

$$\ln p_C - \ln U = \ln \frac{p_C}{U} = - \frac{t}{RC},$$

odnosno

$$p_C = U \cdot \mathrm{e}^{-\frac{t}{RC}}. \tag{6164}$$

Iz jednadžbe (6161) izlazi

$$p_C = - p_R = - R\, i,$$

što uvršteno u (6164) daje

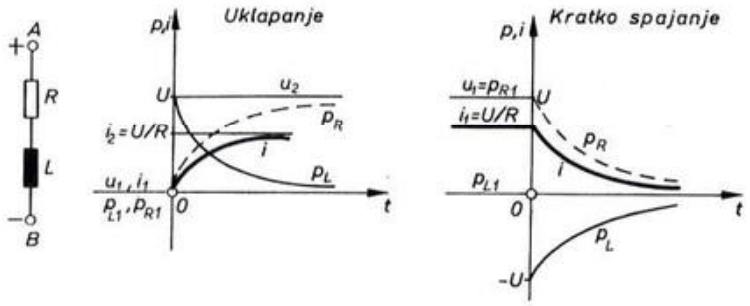
$$i = - \frac{U}{R} \cdot \mathrm{e}^{-\frac{t}{RC}}. \tag{6165}$$

Dijagrami na slici 6045. pokazuju skokovitu promjenu struje u času $t = 0$. To je posljedica teoretske pretpostavke da je krug potpuno bez induktiviteta.

Iz dobivenih rezultata izlazi da je vremenska konstanta $\tau = RC$ jednaka za oba procesa (nabijanje i izbijanje).

632. Uklapanje i kratko spajanje prigušnice

Slučaj serijske kombinacije induktiviteta i omskog otpora u istosmjernom strujnom krugu prikazuje slika 6046.



Sl. 6046. Uklapanje i kratko spajanje prigušnice

Ovdje se uvjet tromosti odnosi na struju, pa je

$$i(t = 0) = i(t < 0).$$

Prije opisanim računskim postupkom dobivaju se ovi rezultati:

a) *uklapanje*

$$\left.\begin{aligned} i &= \frac{U}{R}\left(1 - \mathrm{e}^{-\frac{R}{L}\cdot t}\right) \\ p_L &= U \cdot \mathrm{e}^{-\frac{R}{L}\cdot t}, \end{aligned}\right\} \qquad (6166)$$

b) *kratko spajanje*

$$\left.\begin{aligned} i &= \frac{U}{R} \cdot \mathrm{e}^{-\frac{R}{L}\cdot t} \\ p_L &= -U \cdot \mathrm{e}^{-\frac{R}{L}\cdot t}. \end{aligned}\right\} \qquad (6167)$$

U tom je slučaju vremenska konstanta kruga jednaka $\tau = \frac{L}{R}$.

633. Kondenzator i prigušnica u paralelnim granama

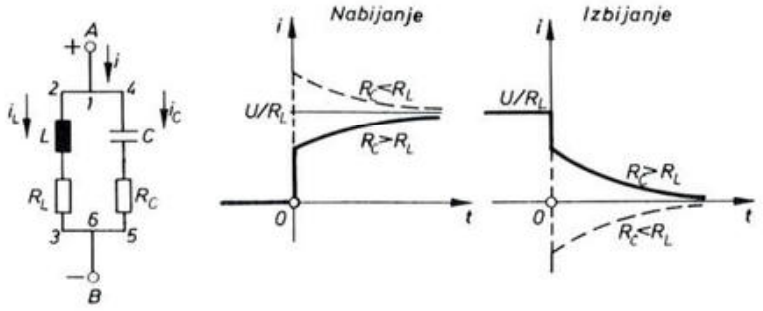
U kombinaciji koju prikazuje slika 6047. treba osim uvjeta za ravnotežu napona u granama 2–3 i 4–5 uzeti u obzir i uvjet za ravnotežu struje u čvoru 1. Osnovne su jednadžbe prema tome:

$$\left.\begin{aligned} &\text{grana A-1-2-3-6-B} \ldots\ldots u = i_L Z_L + i_L R_L, \\ &\text{grana A-1-4-5-6-B} \ldots\ldots u = i_C Z_C + i_C R_C, \\ &\text{čvor 1} \ldots\ldots\ldots\ldots i = i_L + i_C. \end{aligned}\right\} \qquad (6168)$$

Struje i_L i i_C određene su u poglavljima 621. i 622. Njihovim zbrajanjem dobivaju se za odabranu paralelnu kombinaciju ove ukupne struje:

a) nabijanje

$$i = \frac{U}{R_L}\left(1 - \mathrm{e}^{-\frac{R_L}{L}t}\right) + \frac{U}{R_C} \cdot \mathrm{e}^{-\frac{t}{CR_C}}, \qquad (6169)$$



Sl. 6047. Paralelni spoj kondenzatora i prigušnice

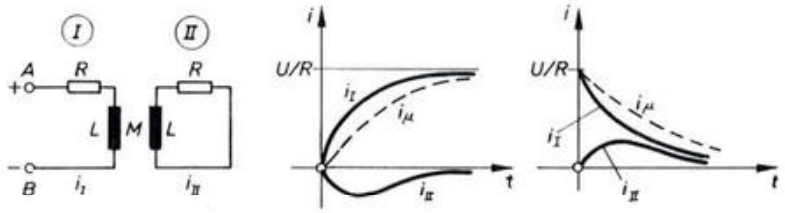
b) izbijanje

$$i = \frac{U}{R_L} \cdot e^{-\frac{R_L}{L}t} - \frac{U}{R_C} \cdot e^{-\frac{t}{CR_C}}. \tag{6170}$$

634. Krugovi s međuinduktivitetom

Kombinacija koju prikazuje slika 6048. odgovara transformatoru bez željezne jezgre.

Pri računu ćemo smatrati da je $M > 0$. To znači da je pozitivan smisao krugova I i II utvrđen prema odabranom pozitivnom smislu magnetskog toka Φ, dakle tako da struje $i_I > 0$ i $i_{II} > 0$ proizvode tokove istog smisla $\Phi > 0$.



Sl. 6048. Transformator bez željezne jezgre

U tom ćemo se primjeru poslužiti prolaznim komponentama napona i struje kako su određene u relaciji (6001) i slici 6001. S obzirom na pretpostavku da se pri preklapanju narinuti primarni napon trenutno mijenja od početne vrijednosti na konačnu, mora njegova prolazna komponenta odgovarati uvjetu $u_{I\,p} = 0$. Prema tome možemo jednadžbe za ravnotežu napona pisati u obliku:

$$u_{I\,p} = L \frac{\mathrm{d}i_{I\,p}}{\mathrm{d}t} + R\,i_{I\,p} + M \frac{\mathrm{d}i_{II\,p}}{\mathrm{d}t} = 0$$

Rješenje jednadžbi (6171) glasi:

$$\left.\begin{aligned} i_{I\,p} &= K_1 \cdot e^{-\frac{t}{T_1}} + K_2 \cdot e^{-\frac{t}{T_2}} \\ i_{II\,p} &= K_1 \cdot e^{-\frac{t}{T_1}} - K_2 \cdot e^{-\frac{t}{T_2}}, \end{aligned}\right\} \tag{6172}$$

gdje je

$$T_1 = \frac{L + M}{R}, \qquad T_2 = \frac{L - M}{R}. \tag{6173}$$

Da odredimo prijelaznu pojavu struje, treba prema relaciji (6001) prolaznoj komponenti i_p dodati stacionarnu komponentu i_2, te dobivamo:

$$\left.\begin{aligned} i_I &= i_{I2} + K_1 \cdot e^{-\frac{t}{T_1}} + K_2 \cdot e^{-\frac{t}{T_2}} \\ i_{II} &= i_{II2} + K_1 \cdot e^{-\frac{t}{T_1}} - K_2 \cdot e^{-\frac{t}{T_2}}. \end{aligned}\right\} \tag{6174}$$

Za $t = 0$ slijedi iz jednadžbe (6172)

$$\left.\begin{aligned} K_1 &= \frac{1}{2}[i_{I\,p}(0) + i_{II\,p}(0)], \\ K_2 &= \frac{1}{2}[i_{I\,p}(0) - i_{II\,p}(0)]. \end{aligned}\right\} \tag{6175}$$

Izvedene ćemo relacije primijeniti na krug istosmjerne struje:

a) *Uklapanje*

Stacionarne struje dane su relacijama

$$\left.\begin{aligned} i_{I1} &= i_{II1} = 0 \\ i_{I2} &= \frac{U}{R}, \quad i_{II2} = 0. \end{aligned}\right\} \tag{6176}$$

Na osnovi relacija (6174), (6176) i (6177) slijede konačno za *primarnu* struju i_I, *sekundarnu* struju i_{II} i *struju magnetiziranja* i_μ izrazi:

$$\left.\begin{aligned} i_I &= \frac{U}{R}\left[1 - \frac{1}{2}\left(e^{-\frac{t}{T_1}} + e^{-\frac{t}{T_2}}\right)\right] \\ i_{II} &= -\frac{U}{2R}\left(e^{-\frac{t}{T_1}} - e^{-\frac{t}{T_2}}\right) \\ i_\mu &= i_I + i_{II} = \frac{U}{R}\left(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}\right). \end{aligned}\right\} \tag{6178}$$

b) *Kratko spajanje*

Na isti način dobivamo u tom slučaju jednadžbe:

$$\left.\begin{aligned} i_I &= \frac{U}{2R}\left(e^{-\frac{t}{T_1}} + e^{-\frac{t}{T_2}}\right), \\ i_{II} &= \frac{U}{2R}\left(e^{-\frac{t}{T_1}} - e^{-\frac{t}{T_2}}\right), \\ i_\mu &= i_I + i_{II} = \frac{U}{R} \cdot e^{-\frac{t}{T_1}}. \end{aligned}\right\} \tag{6179}$$

64. UKLAPANJE I KRATKO SPAJANJE U KRUGOVIMA IZMJENIČNE STRUJE

641. Promjena struje u induktivnom krugu

Opisani ćemo postupak za određivanje prijelaznih pojava primijeniti na serijsku kombinaciju induktiviteta i omskog otpora u krugu izmjenične struje prema slici 6049.

a) *Uklapanje*

Pretpostavimo da se napon na stezaljkama promatrane kombinacije u času uklopa trenutno promijeni od početne stacionarne vrijednosti

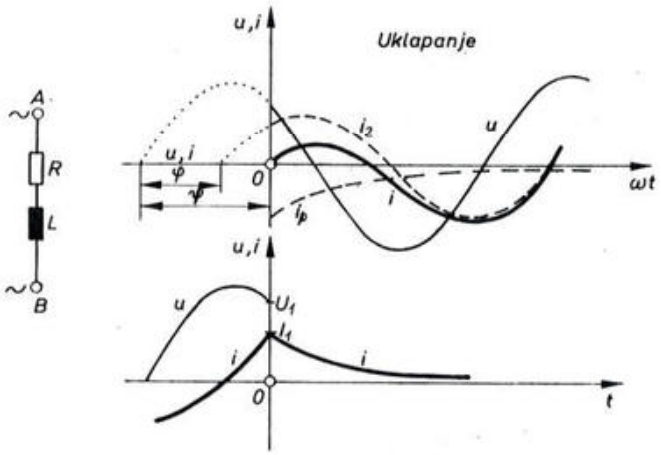
$$u_1 = u\,(t < 0) = 0 \tag{6180}$$

na konačnu

$$u_2 = \dot{u}\,(t \geq 0) = U\sqrt{2}\sin(\omega t + \psi). \tag{6181}$$

Zbog trenutne promjene napona njegova je prolazna komponenta jednaka nuli

$$u_p = p_{Rp} + p_{Lp} = R\,i_p + L\frac{\mathrm{d}i_p}{\mathrm{d}t} = 0. \tag{6182}$$



Sl. 6049. Induktivni krug izmjenične struje

Znamo da je konačno stacionarno stanje struje određeno izrazom

$$i_2 = I\sqrt{2}\cdot\sin(\omega t + \psi - \varphi), \tag{6184}$$

pri čemu je

$$I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + (L\omega)^2}}, \qquad \operatorname{tg}\varphi = \frac{L\omega}{R}. \tag{6185}$$

S obzirom na relaciju (6001) je

$$i = i_2 + i_p = I\sqrt{2}\cdot\sin(\omega t + \psi - \varphi) + K\cdot e^{-\frac{R}{L}\cdot t}, \tag{6186}$$

što za $t = 0$ daje

$$i(t = 0) = I\sqrt{2}\cdot\sin(\psi - \varphi) + K.$$

Kako zbog uvjeta tromosti za induktivni krug mora biti

$$i(t = 0) = i_1(t < 0) = 0,$$

slijedi iz posljednje dvije relacije

$$K = -I\sqrt{2}\cdot\sin(\psi - \varphi), \tag{6187}$$

pa jednadžba (6186) poprima oblik

$$i = I\sqrt{2}\cdot\sin(\omega t + \psi - \varphi) - I\sqrt{2}\cdot\sin(\psi - \varphi)\cdot e^{-\frac{R}{L}\cdot t}. \tag{6188}$$

b) *Kratko spajanje*

Stacionarno stanje napona i struje prije kratkog spajanja određeno je relacijom

$$\left.\begin{aligned} u_1 &= u(t<0) = U\sqrt{2}\cdot\sin(\omega t+\psi)\\ i_1 &= i(t<0) = I\sqrt{2}\cdot\sin(\omega t+\psi-\varphi). \end{aligned}\right\} \tag{6189}$$

Njihova je trenutna vrijednost neposredno prije preklapanja

$$\left.\begin{aligned} U_1 &= u_1(-0) = U\sqrt{2}\cdot\sin\psi\\ I_1 &= i_1(-0) = I\sqrt{2}\cdot\sin(\psi-\varphi). \end{aligned}\right\} \tag{6190}$$

Očito je da su prilike pri kratkom spajanju općenito (bez obzira na oblik krivulja i_1 i u_1 i na konstante kruga R, L, M, C) jednake kao u krugovima istosmjerne struje uz $u_1 = U_1$, $u_2 = 0$, $i_1 = I_1$. U našem je slučaju, dakle, analogno relaciji (6167):

$$i = I_1\cdot e^{-\frac{R}{L}t}. \tag{6191}$$

642. Uklapanje na kratki spoj

U praksi se događa da se izvor energije priključi na dio mreže u kojem postoji kratki spoj. Tada se radi o strujnom krugu velikog induktiviteta, koji se sastoji od rasipnih induktiviteta strojeva i transformatora, uvećanih za induktivitet vodova. Kao omski otpor dolazi većinom u obzir samo otpor vodova, koji je relativno vrlo malen, pogotovo ako je mjesto kvara u blizini elektrane.

Struja kratkog spoja, koja nastaje u tom slučaju, izlazi iz prije izvedenih jednadžbi (6185) i (6188). One pokazuju da veličina i oblik struje zavise od časa uklapanja (kuta ψ) i faktora snage strujnoga kruga (kuta φ). Kako je u kratkom spoju $L\omega$ mnogo veće od R, to je $\varphi \approx \frac{\pi}{2}$. Struja dobiva najveći početni udarac ako u času uklapanja $t = 0$ napon prolazi kroz nulu, tj. ako je $\psi = 0$. Uz te pretpostavke postaje

$$\left.\begin{aligned} &I = I_k\\ &\sin(\omega t+\psi-\varphi) = -\cos\omega t\\ &\sin(\psi-\varphi) = -1, \end{aligned}\right\} \tag{6192}$$

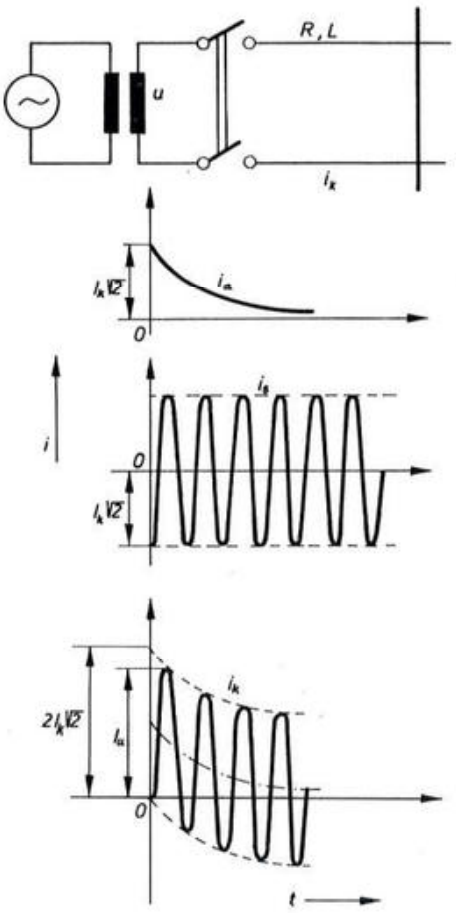
te relacija (6188) poprima oblik

$$i_k = I_k\sqrt{2}\cdot e^{-\frac{R}{L}\cdot t} - I_k\sqrt{2}\cdot\cos\omega t = i_a + i_s. \tag{6193}$$

Vremenski dijagram te struje prikazuje slika 6050. Prolazna se komponenta i_a naziva *aperiodičnom* ili *istosmjernom*, a stacionarna i_s *simetričnom* ili *izmjeničnom* komponentom, odnosno strujom trajnoga kratkog spoja.

Amplituda prvog poluvala u času $t = \frac{\pi}{\omega}$ je najveća vrijednost struje i naziva se *udarnom* strujom kratkog spoja. Njezina je vrijednost u našem slučaju

$$I_u = i_k\left(t = \frac{\pi}{\omega}\right) \approx 2I_k\sqrt{2}. \tag{6194}$$



Sl. 6050. Struja kratkog spoja uz pretpostavku konstantne reaktancije izvora

Udarnu struju I_u, koja se pojavljuje prilikom uklapanja, zovemo kod nekih vrsta aparata (npr. prekidača) *uklopnom strujom*. Najveća dopuštena vrijednost uklopne struje koju aparat može podnijeti bez oštećenja uz određeni pogonski napon označava se izrazom »*uklopna moć*«.

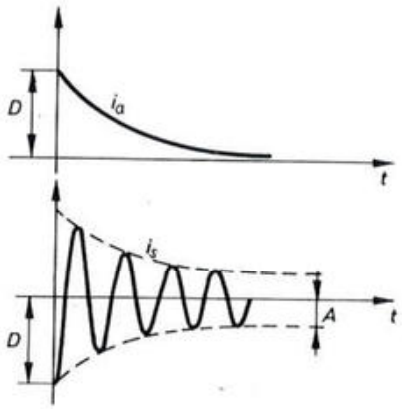
Iz relacije (6188) izlazi da uklapanje neće izazvati prijelaznih pojava ako u času uklopa $t = 0$ napon ima tjemenu vrijednost, tj. ako je $\psi = \pi/2$. U tom je slučaju

$$\sin(\omega t + \psi - \varphi) = \sin \omega t$$
$$\sin(\psi - \varphi) = 0,$$

te jednadžba (6188) glasi

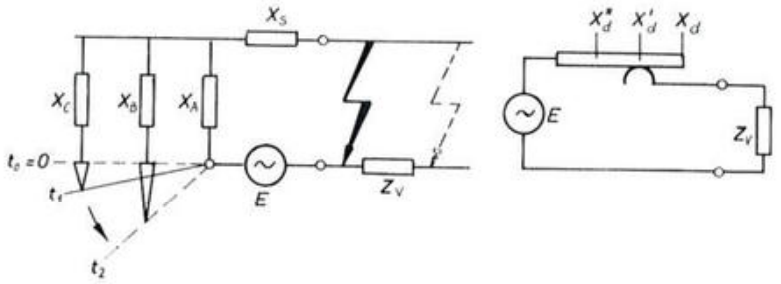
$$\begin{aligned} i &= i_s = I\sqrt{2}\sin \omega t \\ i_a &= 0. \end{aligned} \tag{6195}$$

U jednadžbi (6193) predočena je simetrična komponenta struje običnom sinusoidom konstantne amplitude $I_K\sqrt{2}$. To je zato što smo na stezaljkama strujnoga kruga prema slici 6050. pretpostavili konstantan sinusni napon u. U stvarnosti treba uzeti u obzir da zbog promjene reaktancija sinhronih generatora u prijelaznom periodu opadaju i amplitude napona u. Zato se u praksi i amplitude simetrične komponente i_s smanjuju po eksponencijalnom zakonu, kako prikazuje slika 6051.



Sl. 6051. Aperiodska i simetrična komponenta struje kratkog spoja

Kao što je poznato [20, str. 8], povećanje simetrične struje u času kratkog spoja potječe od promjene magnetskog toka u prigušnom i uzbudnom namotu generatora. Utjecaj prigušnog namota traje nekoliko perioda (t_1), a utjecaj uzbudnoga nekoliko sekundi (t_2). Nakon toga struja kratkog spoja zavisi od statorskog namota i protudjelovanja armature. Za približno razmatranje može se svaka faza generatora nadomjestiti ekvivalentnim strujnim krugom konstantne izmjenične elektromotorne sile E i varijabilne ukupne reaktancije $X(t)$ prema slici 6052. Veličina $X(t)$ raste od *početne* reaktancije (X_d'') preko *prolazne* (X_d') na *sinhronu* reaktanciju (X_d):



Sl. 6052. Shematski prikaz reaktancija sinhronog stroja u kratkom spoju

$$\left.\begin{aligned} X_d'' &= X(t_0) = X_S + \frac{1}{\frac{1}{X_A} + \frac{1}{X_B} + \frac{1}{X_C}}, \\ X_d' &= X(t_1) = X_S + \frac{1}{\quad}, \end{aligned}\right\} \qquad (6196)$$

U tim jednadžbama i slici 6052. označuje:

X_S – reaktanciju statorskog namota,
X_A – ekvivalent protudjelovanja armature,
X_B – reaktanciju uzbudnog namota,
X_C – reaktanciju prigušnog namota.

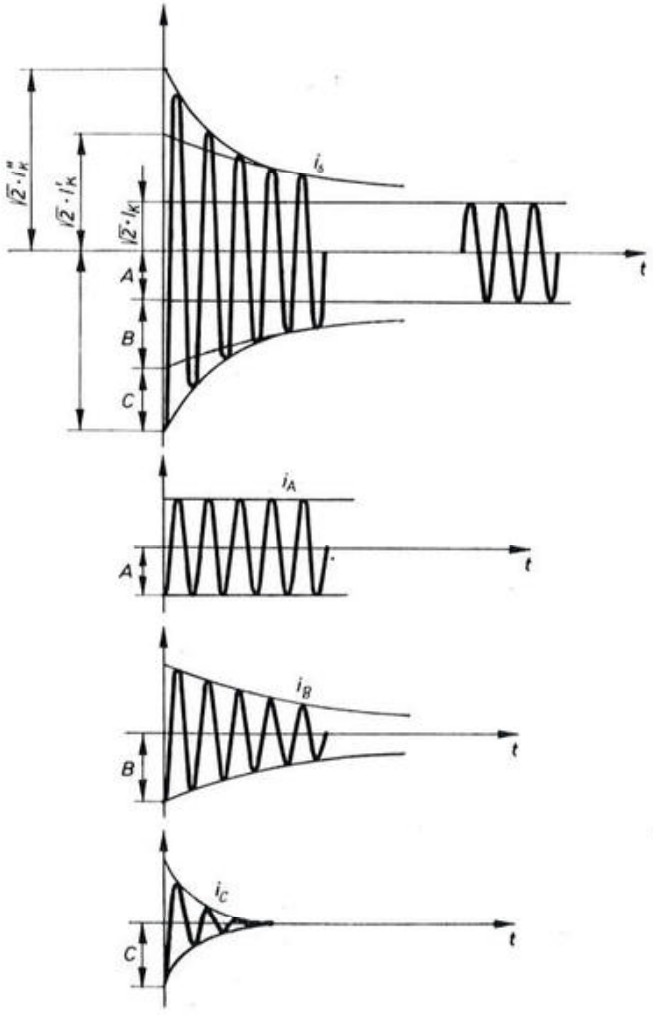
Reaktracije X_S i X_A ostaju konstantne, dok X_B i X_C nakon određenog vremena (t_1, odnosno t_2) poprimaju praktički beskonačnu vrijednost.

Ako uzmemo u obzir navedene činjenice, možemo struju kratkog spoja odrediti točnijom relacijom

$$i_k = D \cdot e^{-\frac{t}{T}} - \cos \omega t \left(A + B \cdot e^{-\frac{t}{T'}} + C \cdot e^{-\frac{t}{T''}}\right), \qquad (6197)$$

gdje velika slova označuju početne (maksimalne) vrijednosti ovih komponenata struje:

D – aperiodične (istosmjerne),
A – trajne (stacionarne),
B – prolazne (tranzijentne),
C – početne (suptranzijentne).



Sl. 6053. Komponente simetrične struje kratkog spoja

Slika 6053. prikazuje komponente simetrične struje kratkog spoja

$$i_S = i_A + i_B + i_C. \tag{6198}$$

Prema oznakama na slici je

$$\left.\begin{aligned} A &= \sqrt{2} \cdot I_k \\ B &= \sqrt{2} \cdot (I_k' - I_k) \\ C &= \sqrt{2} \cdot (I_k'' - I_k') \\ D &= \sqrt{2} \cdot I_k''. \end{aligned}\right\} \tag{6199}$$

Pojedine struje i_S, i_A, i_B, i_C protječu kroz odgovarajuće reaktancije X_S, X_A, X_B, X_C.

Za kratki spoj na stezaljkama generatora (puna strelica na slici 6052) određene su početne ordinate struja veličinama

$$\left.\begin{aligned} I_k &= E/X_d \\ I_k' &= E/X_d' \\ I_k'' &= E/X_d''. \end{aligned}\right\} \tag{6200}$$

Ako je kvar na vodu u određenoj udaljenosti od generatora (isprekidana strelica na slici 6052), treba reaktancijama generatora vektorski zbrojiti impedanciju

$$\vec{Z}_v = R_v + j X_v$$

tog dijela voda. Na taj način prelaze relacije (6200) u oblik

$$\left.\begin{aligned} I_k &= \frac{E}{\sqrt{R_v^2 + (X_d + X_v)^2}}, \\ I_k' &= \frac{E}{\sqrt{R_v^2 + (X_d' + X_v)^2}}, \\ I_k'' &= \frac{E}{\sqrt{R_v^2 + (X_d'' + X_v)^2}}. \end{aligned}\right\} \tag{6201}$$

Već smo prije spomenuli da tako velike struje uzrokuju znatno termičko i dinamičko opterećenje aparata. Tome treba dodati da u visokonaponskim aparatima prilikom uklapanja nastaje i električni luk čim se kontakti približe na probojni razmak. Njegovo se djelovanje pridružuje utjecaju odskakivanja kontakata i pospješuje trošenje materijala.

65. PROCESI PREKIDANJA STRUJE

Kad smo razmatrali procese uklapanja i kratkog spajanja prema slici 6044, mogli smo bez teškoća pretpostaviti trenutnu promjenu narinutog napona u. Takav se postupak ne može više primijeniti na pojave pri prekidanju struje, jer se trenutnim prekidom teoretski dobivaju beskonačno veliki prenaponi. Zato u tom slučaju treba uzeti u obzir način na koji se mijenja otpor aparata $R_A(t)$.

651. Utjecaj otpora aparata

Pretpostavimo takvu brzinu otvaranja kontakata da se vodljivost aparata $1/R_A$ u vremenu $t = T$ smanji od početne vrijednosti $1/R_0$ na konačnu vrijednost nula po linearnom zakonu

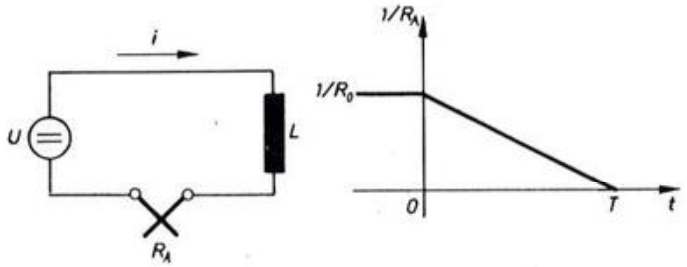
$$\frac{1}{R_A} = \frac{1}{R_0}\left(1 - \frac{t}{T}\right). \tag{6202}$$

Tome odgovara promjena otpora aparata R_A u granicama od R_0 do ∞ prema relaciji

$$R_A = R_0 \cdot \frac{T}{T - t}. \tag{6203}$$

Ravnoteža napona u induktivnom strujnom krugu prema slici 6054. određena je jednadžbom

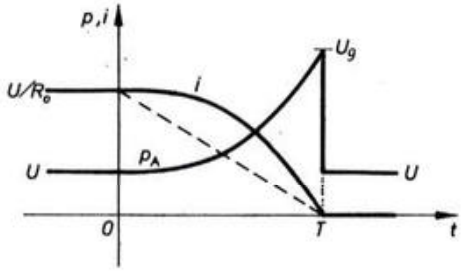
$$U = iR_A(t) + L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} = iR_0\frac{T}{T - t} + L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}. \tag{6204}$$



Sl. 6054. Promjena vodljivosti sklopke pri isklapanju

Njezino je rješenje [3, str. 22]

$$\left.\begin{aligned} i &= \frac{U}{L(K-1)}\left[(T-t) - \frac{(T-t)^K}{K\,T^{K-1}}\right] \\ p_A &= iR_A = \frac{U}{K-1}\left[K - \left(\frac{T-t}{T}\right)^{K-1}\right] \\ K &= \frac{R_0 T}{L}. \end{aligned}\right\} \tag{6205}$$



Sl. 6055. Utjecaj otpora sklopke na prijelazne pojave struje i napona

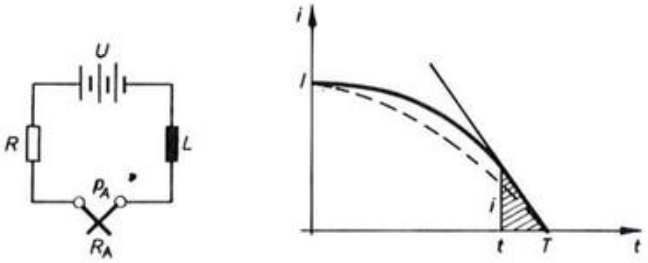
Promjenu struje i napona na kontaktima aparata prikazuje slika 6055. U graničnom slučaju $L = 0$ mijenjala bi se struja po isprekidanom pravcu, tj. proporcionalno vodljivosti $1/R_A$, dok bi istodobno bilo $p_A = U = \text{konst.}$ U času gašenja struje ($i = 0$) pojavljuje se na kontaktima napon gašenja $U_g = p_A(t = T)$. Njegova vrijednost ovisi o vremenu prekidanja T, dakle i o veličini K, prema relaciji

$$\left.\begin{aligned} U_g &= \frac{U}{1 - \frac{1}{K}} && \text{uz } K > 1 \\ U_g &= \infty && \text{uz } K \leqq 1. \end{aligned}\right\} \qquad (6206)$$

Kod sklopki i prekidača s obzirom na velike brzine prekidanja, redovito je $T < L/R_0$, to jest $K < 1$, te bi prema (6206) njegov napon gašenja morao postati beskonačno velik. Stoga se na otvorenim kontaktima pojavljuje *električni luk* koji smanjuje otpor R_A i produžuje vrijeme prekidanja T.

Dosadašnje se razmatranje odnosilo na slučaj kad je aparat uključen u potpuno induktivni strujni krug. Proširimo ga sada i pretpostavimo da petlja osim induktiviteta L sadrži i određen omski otpor R analogno slici 6056. Time i naponska jednadžba poprima općenitiji oblik

$$U = p_A + R\,i + L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}. \qquad (6207)$$



Sl. 6056. Struja prekidanja u krugu $R-L$

Do parcijalnog se rješenja može doći vrlo jednostavno ako se u neposrednoj blizini nul-točke struje, dakle za $t \approx T$, njezina derivacija zamijeni omjerom

$$\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} = -\frac{i}{T - t}$$

koji izlazi iz geometrijskih odnosa u osjenčanom trokutu slike 6056. Time naponska jednadžba prelazi u oblik

$$U = p_A + R\,i - \frac{L\,i}{T - t} \qquad (6208)$$

koji vrijedi za posljednji interval prekidanja. Uz promjenu otpora $R_A(t)$ po

odnosno

$$\frac{i}{T-t} = \frac{p_A}{R_0 T}.$$

Uvrstimo li to u (6208), dobivamo

$$U = p_A + R\,i - \frac{L\,p_A}{R_0 T}.$$

Kako je u trenutku gašenja $i = 0$, $p_A = U_g$, slijedi odavde

$$U_g = \frac{U}{1 - \frac{L}{R_0 T}}. \tag{6210}$$

Vidimo da napon gašenja ne ovisi o otporu kruga R i da je istovjetan onome prema relaciji (6206).

Za potpuno omski krug ($L = 0$) može se lako odrediti vremenska promjena struje. Na temelju (6207) i (6209) dobiva se u tom slučaju

$$U = i\left(R + \frac{R_0 T}{T-t}\right),$$

odnosno

$$i = \frac{U}{R + R_0 \cdot \frac{T}{T-t}}. \tag{6211}$$

Toj relaciji odgovara isprekidana krivulja na slici 6056. Uz $R = 0$ ona bi konačno prešla u kosi pravac prikazan na slici 6055.

Energija prekidanja, koja se u aparatu pretvara u toplinu za vrijeme opisanog procesa, određena je općenito izrazom

$$W_A = \int_0^T p_A\,i\,\mathrm{d}t = \int_0^T i^2\,R_A(t)\cdot \mathrm{d}t. \tag{6212}$$

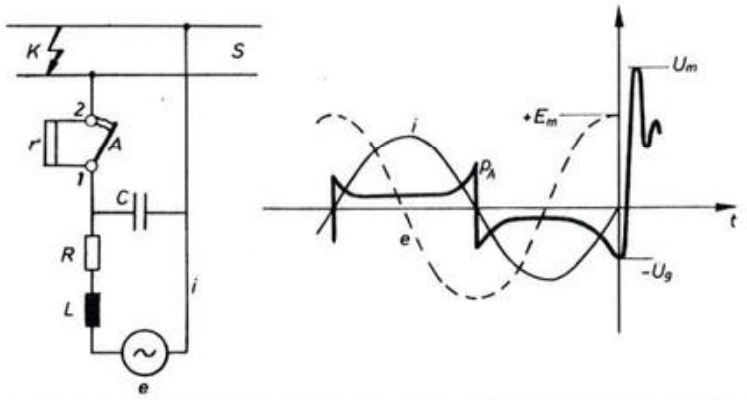
Njezin je iznos vrlo važan za funkciju električnih aparata.

652. Prekidanje izmjenične struje: karakteristični pogonski slučajevi

652.1. Sabirnički kratki spoj. Povratni napon, prekidna moć

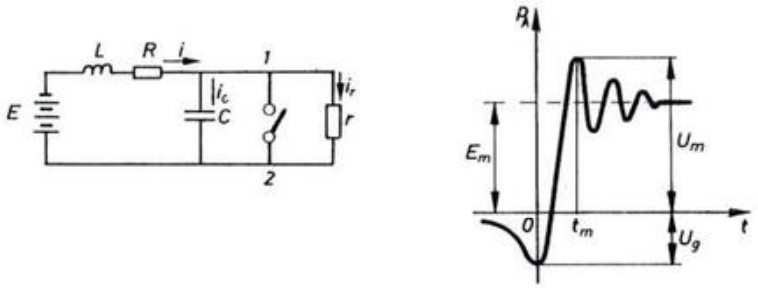
Pretpostavimo da je strujni krug prema slici 6057. sastavljen od generatora izmjenične struje, zatvorenog prekidača A s paralelnim otporom r i sabirnica S. Dođe li na mjestu K između sabirnica do *kratkog spoja*, otvaraju se automatski kontakti prekidača, te među njima nastaje električni luk. Kapacitet generatorskog namota i kruga između generatora i prekidača predočen je kondenzatorom C, a induktivitet i omski otpor označeni su sa L i R. S obzirom na pretežno

induktivni karakter kruga zaostaje struja iza generatorskog napona za četvrt periode. Luk će se ugasiti u času prirodnog prolaza struje kroz nulu, koji je na slici 6057. označen sa $t = 0$. Iz dijagrama vidimo da se u tom času napon među kontaktima p_A mora naglo promijeniti od vrijednosti $- U_g$ (napon gašenja luka) na vrijednost $+ U_m$ (amplituda generatorskog napona). Ta se promjena očituje kao prijelazna pojava, koja već prema konstantama kruga može biti oscilatorna (periodična) ili neoscilatorna (aperiodična). Kad se ugasi luk među kontaktima 1–2, prekida se most kojim su do časa $t = 0$ bili premošćeni kondenzator C i poredni otpor r. Time se uzbudi titrajni krug $L-R-C$, a napon na kondenzatoru počinje naglo rasti.



Sl. 6057. Shema i oscilogram prekidanja kratkog spoja u induktivnom krugu izmjenične struje

Opisani strujni krug može se nadomjestiti *ekvivalentnom shemom* prema slici 6058. Pri tome smatramo da je u trenutku $t = 0$ kondenzator nabijen na napon $p_c = - U_g$, što uzimamo u obzir pri određivanju konstanata integracije. U shemi je izmjenični napon izvora $e = E_m \cos \omega t$ nadomješten konstantnim istosmjernim naponom E_m. Ta je pretpostavka dopuštena s obzirom na vrlo kratko trajanje



Sl. 6058. Ekvivalentna shema i povratni napon

prijelazne pojave, tako da se dio sinusnog napona e u području oko tjemena može aproksimirati vodoravnim pravcem visine E_m.

Zakoni ravnoteže struja i napona za krug na slici 6058. glase:

$$E_m = R\,i + L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} + \frac{1}{C}\int i_c\,\mathrm{d}t$$

Iz posljednjih dviju jednadžbi možemo struju i izraziti pomoću i_c:

$$i_r = \frac{1}{rC}\int i_c \, dt$$

$$i = i_c + \frac{1}{rC}\int i_c \, dt$$

$$\frac{di}{dt} = \frac{di_c}{dt} + \frac{i_c}{rC}.$$

Ako te relacije uvrstimo u prvu jednadžbu (6213), dobivamo

$$E_m = \left(R + \frac{L}{rC}\right) i_c + L\frac{di_c}{dt} + \left(\frac{R}{rC} + \frac{1}{C}\right)\int i_c \, dt,$$

odnosno, nakon deriviranja,

$$\frac{d^2 i_c}{dt^2} + \left(\frac{R}{L} + \frac{1}{rC}\right)\frac{di_c}{dt} + \left(\frac{1}{LC} + \frac{R}{rLC}\right) i_c = 0. \tag{6214}$$

Relacija (6214) je homogena linearna diferencijalna jednadžba drugog reda s konstantnim koeficijentima tipa

$$i_c''(t) + a \cdot i_c'(t) + b \cdot i_c(t) = 0. \tag{6215}$$

Ona predočuje proces $i_c(t)$ koji je

$$\left.\begin{aligned} &\text{periodičan uz } \frac{a^2}{4} - b < 0, \\ &\text{neperiodičan uz } \frac{a^2}{4} - b \geqq 0. \end{aligned}\right\} \tag{6216}$$

U nastavku ćemo promatrati *periodičan* proces za koji, analogno relaciji (6216), mora biti ispunjen uvjet

$$\frac{1}{4}\left(\frac{R}{L} - \frac{1}{rC}\right)^2 < \frac{1}{LC}. \tag{6217}$$

U tom se slučaju za relaciju (6214) dobiva rješenje

$$i_c = e^{-\varkappa t}(K_1 \cos \omega_0 t + K_2 \sin \omega_0 t), \tag{6218}$$

gdje su K_1 i K_2 konstante integracije. Koeficijent prigušenja $\varkappa$ i pulzacija ω_0 određeni su izrazom

$$\left.\begin{aligned} \varkappa &= \frac{a}{2} = \frac{1}{2}\left(\frac{R}{L} + \frac{1}{rC}\right), \\ \omega_0 &= \sqrt{b - \frac{a^2}{4}} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{1}{4}\left(\frac{R}{L} - \frac{1}{RC}\right)^2}. \end{aligned}\right\} \tag{6219}$$

Napon na stezaljkama aparata 1–2 jednak je naponu kondenzatora

$$p_A = p_c = \frac{1}{C}\int i_c \, dt,$$

koji se na temelju relacije (6218) može opisati jednadžbom

$$p_A = \frac{K_1}{C}\int e^{-\varkappa t} \cdot \cos \omega_0 t \cdot dt + \frac{K_2}{C}\int e^{-\varkappa t} \cdot \sin \omega_0 t \cdot dt. \tag{6220}$$

Nakon izvršene integracije dobivamo

$$p_A = \frac{K_1}{C} \cdot e^{-\varkappa t} \cdot \frac{\omega_0 \sin \omega_0 t - \varkappa \cos \omega_0 t}{\omega_0^2 + \varkappa^2} -$$

$$- \frac{K_2}{C} e^{-\varkappa t} \cdot \frac{\varkappa \sin \omega_0 t + \omega_0 \cos \omega_0 t}{\omega_0^2 + \varkappa^2} + K_3. \tag{6221}$$

Konstante integracije K_1, K_2, K_3 određujemo iz uvjeta za početno i konačno stacionarno stanje, prema kojima je za $t = 0$:

$$i_c(0) = 0$$

$$p_A(0) = - U_g,$$

za $t = \infty$:

$$i_r(\infty) = \frac{E_m}{R + r},$$

$$p_A(\infty) = r \cdot i_r(\infty) = E_m \cdot \frac{r}{R + r} \approx E_m.$$

Na osnovi toga iz jednadžbi (6218) i (6221) izlazi

$$i_c(0) = K_1 = 0$$

$$p_A(\infty) = K_3 = E_m$$

$$p_A(0) = 0 - \frac{K_2}{C} \cdot \frac{\omega_0}{\omega_0^2 + \varkappa^2} + E_m = - U_g$$

$$K_2 = (E_m + U_g)\frac{C(\omega_0^2 + \varkappa^2)}{\omega_0}.$$

Ako uvrstimo te vrijednosti konstanata u relaciju (6221), dobivamo konačno napon koji se pojavljuje na stezaljkama aparata neposredno nakon gašenja luka

$$p_A = E_m - (E_m + U_g)\left(\frac{\varkappa}{\omega_0} \sin \omega_0 t + \cos \omega_0 t\right) \cdot e^{-\varkappa t}. \tag{6222}$$

Koeficijent prigušenja $\varkappa$ i frekvencija titranja

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} \tag{6223}$$

određeni su jednadžbom (6219).

Napon p_A prema relaciji (6222) nazivamo prijelaznim *povratnim naponom*.

Prva amplituda povratnog napona $U_m = p_A(t_m)$ određuje se iz uvjeta za ekstrem

$$\frac{\mathrm{d}p_A}{\mathrm{d}t}(t = t_m) = 0. \tag{6222}$$

Primjenom na jednadžbu (6222) dobiva se

$$\frac{\mathrm{d}p_A}{\mathrm{d}t}(t_m) = (E_m + U_g)\left(\frac{\varkappa^2}{\omega_0} + \omega_0\right) \cdot \mathrm{e}^{-\varkappa t_m} \cdot \sin \omega_0 t_m = 0.$$

Prema tome mora biti

$$\sin \omega_0 t_m = 0, \qquad \omega_0 t_m = \pi,$$

odnosno

$$t_m = \frac{\pi}{\omega_0} = \frac{1}{2f_0}. \tag{6224}$$

Uz taj uvjet poprima relacija (6222) vrijednost

$$U_m = E_m + (E_m + U_g) \cdot \mathrm{e}^{-\varkappa t_m}. \tag{6225}$$

Omjer

$$S = \frac{U_m}{t_m} = 2 U_m f_0 \tag{6226}$$

je *strmina* ili *brzina porasta* povratnog napona (u voltima po sekundi), dok se omjer

$$K = \frac{U_m}{E_m} \tag{6227}$$

naziva *faktorom amplitude*.

Paralelnim otporom r na kontaktima prekidača ublažuju se prenaponi pri prekidanju. Iz relacije (6219) izlazi da se sa smanjivanjem porednog otpora r povećava koeficijent prigušenja $\varkappa$, a time se prema (6225) i (6226) smanjuju amplituda i strmina povratnog napona. Za prekidače bez poredних otpora treba staviti $r = \infty$. U tom je slučaju prema jednadžbi (6219)

$$\varkappa = \frac{R}{2L}; \qquad \omega_0 \approx \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

Zbog vrlo male vrijednosti $\varkappa \cdot t_m$ postaje sada

$$\mathrm{e}^{-\varkappa t_m} \approx \mathrm{e}^0 = 1,$$

što prema (6225) daje teoretski najveću vrijednost povratnog napona

$$U_m \approx 2E_m + U_g. \tag{6228}$$

U praksi se redovito postižu manje vrijednosti:

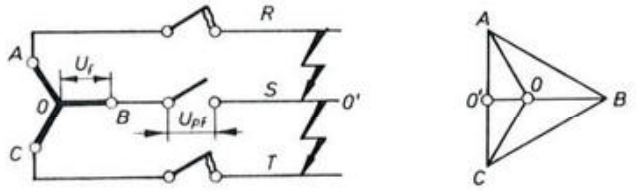
$$U_m \leqq 2E_m. \tag{6229}$$

Ako je $\omega_0 \gg \varkappa$, a to će biti uz $\frac{4L}{C} \gg R^2$, te ako se napon gašenja luka U_g zanemari prema naponu generatora, prelazi relacija (6222) u izraz

$$p_A = E_m(1 - e^{-\varkappa t} \cdot \cos \omega_0 t). \tag{6230}$$

O visini i strmini povratnog napona uvelike ovisi hoće li aparat uspješno prekinuti struju. To ćemo pitanje potanje razmotriti u poglavlju 67. Za sada spomenimo tek toliko da povratni napon koji se javlja neposredno nakon gašenja luka nastoji ponovno probiti djelomično deionizirani medij među otvorenim kontaktima. Brzinu deionizacije, tj. porast dielektrične čvrstoće medija, aproksimiramo obično *probojnim naponom* koji je u slici 6107. prikazan krivuljom u_d. Za uspješno je prekidanje potrebno da krivulja povratnog napona p_A ostane trajno ispod krivulje u_d.

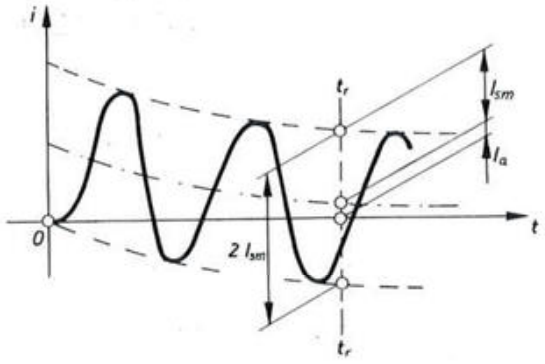
U tropolnim se aparatima struja ne može istodobno prekinuti u sve tri faze, pa će se najviši povratni napon pojaviti na mjestu prvog prekida. To se može razabrati iz slike 6059, koja odgovara slučaju kad se luk najprije gasi



Sl. 6059. Povišenje povratnog napona na polu koji prvi prekida struju

u srednjem polu (faza S). U tom času postaje krug A–R–O'–T–C jednofaznim sistemom koji je priključen na linijski napon AC. Ako obje nul-točke (0 i 0') nisu uzemljene, pomiče se potencijal točke O' u sredinu vektora napona AC. Stoga se na srednjem polu javlja povratni napon $U_{pf} = O'B$, koji je za 50% viši od normalnog faznog napona $U_f = OB$:

$$U_{pf} = 1{,}5\, U_f. \tag{6231}$$



Sl. 6060. Određivanje prekidne struje iz oscilograma

Povratni napon je samo jedan od dvaju glavnih činilaca koji otežavaju uspješno prekidanje. Drugi je činilac *prekidna struja* koja prolazi lukom. O njezinoj jakosti ovisi stupanj ionizacije prostora među kontaktima, kojemu treba u što kraće vrijeme vratiti dielektrična svojstva. Prekidna se struja mjeri efektivnom vrijednošću simetrične komponente struje u trenutku pojave luka (tj. u početku razdvajanja kontakata) t_r, kako je prikazano na slici 6060.

Prekidna je struja određena izrazom

$$I_s = \frac{I_{sm}}{\sqrt{2}}. \tag{6232}$$

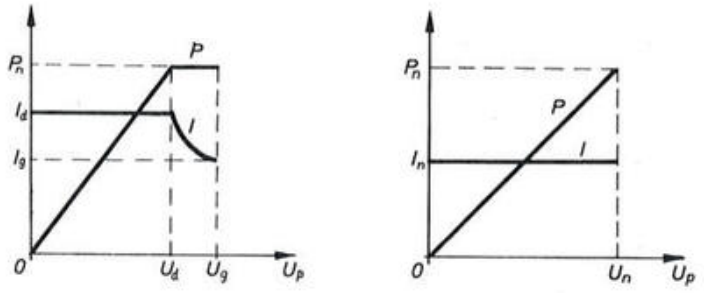
Najveća vrijednost prekidne struje za koju je aparat građen naziva se *prekidna moć*, a ubraja se među osnovne karakteristike prekidača. Da bi prekidna moć bila jednoznačno određena, treba osim njezina iznosa navesti uz kakav se maksimalan povratni napon i uz koju najveću aperiodičku komponentu struje I_a ona može garantirati.

Budući da prekidna struja I_s i linijski povratni napon U_p zajednički otežavaju uvjete za gašenje luka, može se i njihov umnožak smatrati mjerilom naprezanja aparata pri prekidanju. Na taj je način stvoren pojam *prekidne snage*

$$P_s = k \cdot U_p \cdot I_s, \tag{6233}$$

gdje je $k = 1$ za jednofazni sistem, $k = \sqrt{3}$ za trofazni. Dakako, veličina P_s samo formalno predstavlja snagu, jer napon U_p i struja I_s ne djeluju istodobno. Najveća dopuštena vrijednost prekidne snage također se naziva prekidnom moći, pa se tako definirana veličina (u MVA) do sada mnogo upotrebljavala u tehnici visokonaponskih aparata. Noviji elektrotehnički standardi usvojili su, međutim, za čitavo područje aparata prije spomenutu definiciju najveće prekidne struje.

Način na koji prekidna moć varira s povratnim naponom ovisi o konstrukciji aparata. Ako proizvođač u tehničkim podacima aparata nije pomoću posebnih krivulja, tablica ili formula drugačije naveo, tada se prema standardima smatra da spomenuta ovisnost prekidne moći o povratnom naponu odgovara desnom dijagramu na slici 6061. Vodoravni pravac (I) prikazuje prekidnu moć



Sl. 6061. Prekidna moć kao funkcija povratnog napona

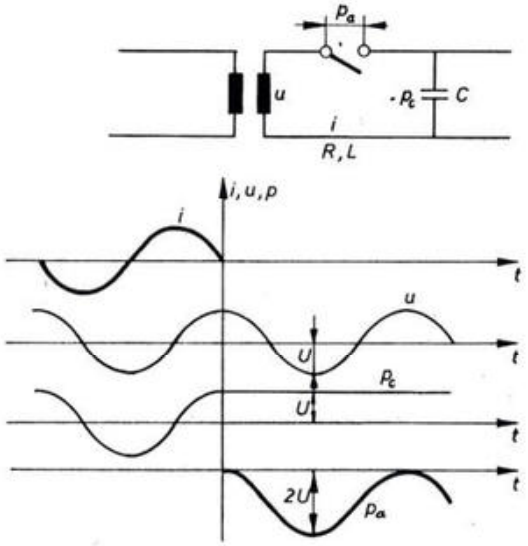
kao struju (u kA), a kosi pravac (P) kao snagu (u MVA). Promjena povratnog napona U_p obuhvaća područje od nule do nazivnog napona aparata U_n, koji je jednak maksimalnom pogonskom naponu mreže (treći stupac u tablici 419). Vrijednosti P_n, I_n odnose se na nazivnu prekidnu moć. Prema tome se smatra da aparat u čitavom području do nazivnog napona može prekidati struje do

konstantnog iznosa I_n, dok se za više pogonske napone ne daje nikakva garancija prekidne moći.

Lijevi dijagram iste slike odgovara starijim odredbama standarda prema kojima prekidač ima dva nazivna napona: donji U_d, jednak nazivnom naponu mreže (drugi stupac tablice 419), i gornji U_g, jednak najvišem pogonskom naponu. Ovdje se, dakle, pretpostavljalo da u području između dvaju nazivnih napona najveća zajamčena prekidna snaga P_n ostaje konstantna.

652.2. Isklapanje neopterećenih dalekovoda

Za razliku od pretežno induktivnih krugova u slučaju kratkog spoja (slika 6050. i 6057), predočuju dugi neopterećeni vodovi pretežno *kapacitivni* krug prikazan slikom 6062. U tom slučaju prethodi struja i narinutom naponu u za četvrt periode.



Sl. 6062. Shema isklapanja neopterećenog dalekovoda i pojednostavljena slika prenapona

Pretpostavimo da se u času $t = 0$, kad struja prirodno prolazi kroz nulu, kontakti prekidača naglo otvore. Ako povratni napon p_A, koji se među njima pojavljuje, nije dovoljno visok da probije kontaktni razmak, ostaje kapacitet voda nabijen na napon U.

Ako zanemarimo omski i induktivni otpor prema kapacitivnome, možemo jednadžbu za ravnotežu napona pisati u obliku

$$u = p_A + p_c,$$

odakle slijedi povratni napon

$$p_A = u - p_c. \tag{6234}$$

Na osnovi te jednadžbe i slike 6062. izlazi da je do časa prekidanja ($t < 0$):

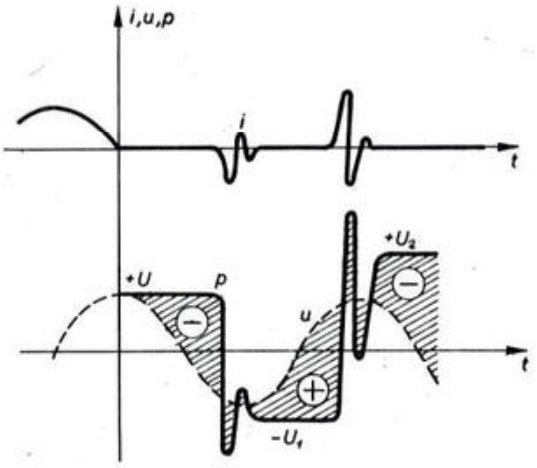
$$u = p_c = U \cos \omega t,$$

$$i = I \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right),$$

$$p_A = 0,$$

$$i = 0,$$
$$p_A = U(\cos \omega t - 1). \tag{6235}$$

Vidimo da povratni napon p_A ima dvostruku amplitudu narinutog napona. Tako velika naprezanja lako uzrokuju povratna paljenja među kontaktima, kao što je prikazano na slici 6063.



Sl. 6063. Prenaponi izazvani ponovnim paljenjem luka

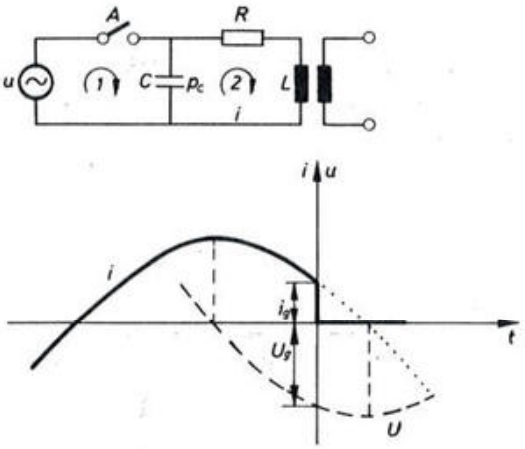
Budući da je u času gašenja struje napon među kontaktima jednak nuli, proboj će nastati tek nakon približno jedne poluperiode, kada se povratni napon približi tjemenoj vrijednosti $2U$. Zbog proboja dolazi do izbijanja kondenzatora C, kojemu napon p_c s nekoliko titraja u ritmu vlastite frekvencije kruga prelazi na vrijednost $-U_1$ suprotnog predznaka. Visokofrekventna struja povratnog paljenja pretežno je kapacitivna, te prethodi titrajima napona za četvrt periode. Ona se gasi u času kad napon p_c poprima vrijednost $-U_1$, koju zadržava do časa ponovnog proboja. On nastaje u blizini slijedećeg maksimuma napona u kad je povratni napon $p_A \approx U + U_1 > 2U$. Nakon drugog paljenja prelazi napon p_c s nekoliko titraja na novu vrijednost $+U_2$. Vidimo da nakon svakog proboja napon neopterećenog voda p_c ima sve veću vrijednost, jer i probojna čvrstoća kontakta raste dotle dok se njihov razmak povećava. Povratni napon p_A predočen je na slici 6063. ordinatama osjenčane plohe između linija u i p_c.

652.3. Isklapanje neopterećenih transformatora

U ovom se pogonskom slučaju radi o prekidanju *malih induktivnih struja*. Unatoč malim strujama takvo je prekidanje znatno naprezanje za električne aparate, jer se na njima mogu pojaviti visoki povratni naponi.

Pri prekidanju *nazivnih ili većih* struja ionizira se prostor među kontaktima toliko da se njegova vodljivost podržava na visokom stupnju za vrijeme čitavog poluvala struje. Zato će struja zadržati sinusni oblik sve do časa gašenja luka, koji se približno podudara s prirodnom nul-točkom struje.

Drugačije su prilike pri prekidanju *malih* struja. Ovdje može zbog male energije luka proces deionizacije toliko prevladati da se luk ugasi prije normalne nul-točke struje. To je prikazano u dijagramu slike 6064, gdje struja od neke trenutne vrijednosti i_g naglo pada na nulu.



Sl. 6064. Naglo gašenje luka prije normalne nul-točke

Već približna analiza pokazuje da takva nagla promjena struje mora uzrokovati prenapone u strujnom krugu. Magnetska energija mreže u času gašenja luka

$$W_L = \frac{L i_g^2}{2}$$

pretvara se, naime, u elektrostatsku energiju

$$W_c = \frac{C U_c^2}{2},$$

gdje je U_c *porast* napona na kapacitetu neposredno nakon prekidanja. Ako izjednačimo oba izraza, dobivamo približnu vrijednost porasta napon

$$U_c = i_g \sqrt{\frac{L}{C}} = K \cdot i_g. \tag{6236}$$

Izvedena relacija pokazuje da će prenapon biti to viši što je veća struja gašenja i_g. Zato će sistemi prekidača koji intenzivnije gase luk, i time jače deformiraju prirodnu krivulju struje, izazvati više prenapone.

Točnija se vrijednost prenapona može odrediti iz uvjeta ravnoteže napona za strujni krug prema slici 6064.

Ako se struja u krugu aparata u–A–C naglo prekine u času $t = 0$, ne može se to dogoditi u induktivnom krugu transformatora $C-R-L$. Zato će u tom dijelu kruga nastati prijelazna pojava struje, koja u prvi čas zadržava početnu vrijednost i_g, a određena je relacijom

$$R\,i + L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} + \frac{1}{C}\int i\,\mathrm{d}t = 0, \tag{6237}$$

odnosno

$$\frac{\mathrm{d}^2 i}{\mathrm{d}t^2} + \frac{R}{L}\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} + \frac{1}{LC} i = i'' + a\,i' + b\,i = 0. \tag{6238}$$

Ta je relacija istovjetna s jednadžbama (6214) i (6215) ako je $r = \infty$. I ona predočuje periodičnu pojavu, jer je kriterij $a^2/4 - b < 0$ u tom slučaju svodi na uvjet $4L/C > R^2$, koji je s obzirom na induktivni karakter promatranoga kruga zaista ispunjen. Zato će i njezino rješenje biti analogno onome u izrazima (6218), (6219) i (6221) uz $r = \infty$, dakle:

$$i = \mathrm{e}^{-\varkappa t}(K_1 \cos \omega_0 t + K_2 \sin \omega_0 t), \tag{6239}$$

$$\varkappa = \frac{R}{2L}, \qquad \omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}, \tag{6240}$$

$$p_c = \frac{\mathrm{e}^{-\varkappa t}}{C(\omega_0^2 + \varkappa^2)}[(K_1 \omega_0 - K_2 \varkappa)\sin \omega_0 t - (K_1 \varkappa + K_2 \omega_0)\cos \omega_0 t] + K_3. \tag{6241}$$

Konstante K_1, K_2, K_3 opet ćemo odrediti iz graničnih uvjeta prema kojima mora biti

$$\left.\begin{array}{ll} \text{za } t = 0: & i(0) = i_g, \\ & p_c(0) = -u_g, \\ \text{za } t = \infty: & p_c(\infty) = 0. \end{array}\right\} \tag{6242}$$

[Negativan predznak u_g u relaciji (6242) izlazi iz slike 6064. Na temelju odabranih pozitivnih smjerova 1 i 2 dobiva se, naime,

$$u = p_{c1},$$
$$p_c = p_{c2} = -p_{c1} = -u.]$$

Na osnovi toga izlazi iz jednadžbi (6239) i (6241):

$$i(0) = K_1 = i_g,$$
$$p_c(\infty) = K_3 = 0,$$
$$p_c(0) = -\frac{i_g}{C}\cdot\frac{\varkappa}{\omega_0^2 + \varkappa^2} - \frac{K_2}{C}\cdot\frac{\omega_0}{\omega_0^2 + \varkappa^2} = -u_g,$$
$$K_2 = u_g \cdot \frac{C(\omega_0^2 + \varkappa^2)}{\omega_0} - i_g \cdot \frac{\varkappa}{\omega_0}.$$

Uz tako određene konstante integracije dobivamo iz jednadžbe (6240):

$$K_1 \omega_0 - K_2 \varkappa = (i_g - u_g C \varkappa)\cdot\frac{\omega_0^2 + \varkappa^2}{\omega_0},$$
$$K_1 \varkappa + K_2 \omega_0 = u_g C(\omega_0^2 + \varkappa^2),$$

te relacija (6241) prelazi u oblik

$$p_c = \mathrm{e}^{-\varkappa t}\left[\left(\frac{i_g}{C\omega_0} - u_g \cdot \frac{\varkappa}{\omega_0}\right)\sin \omega_0 t - u_g \cos \omega_0 t\right]. \tag{6243}$$

Kako je $R \ll L$, to prema (6240) slijedi

$$\omega_0 \approx \sqrt{\frac{1}{LC}}, \quad \frac{1}{C\omega_0} \approx \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad \frac{\varkappa}{\omega_0} \approx \frac{R}{2\sqrt{LC}},$$

i prema tome

$$\left.\begin{aligned} p_c &= \mathrm{e}^{-\varkappa t}\left[\left(i_g\sqrt{\frac{L}{C}} - u_g\frac{\varkappa}{2\sqrt{\frac{L}{C}}}\right)\sin\omega_0 t - u_g\cos\omega_0 t\right], \\ \varkappa &= \frac{R}{2L}, \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \end{aligned}\right\} \tag{6244}$$

Nakon četvrt periode $\left(\omega_0 t = \frac{\pi}{2}\right)$, tj. nakon vremena

$$t_m = \frac{\pi}{2\omega_0} = \frac{\pi}{2}\sqrt{LC},$$

postiže p_c najveću vrijednost

$$p_{cm} = \mathrm{e}^{-\frac{R}{2L}\cdot t_m}\cdot\left(i_g\sqrt{\frac{L}{C}} - u_g\cdot\frac{R}{2\sqrt{\frac{L}{C}}}\right). \tag{6245}$$

Kako je eksponent desne strane jednadžbe malen broj, može se za eksponencijalni član približno staviti vrijednost $\mathrm{e}^0 = 1$. Ujedno se može, zbog vrlo malog omjera $R : 2\sqrt{L/C}$, zanemariti drugi član u zagradi. Na taj se način posljednja jednadžba svodi na oblik

$$p_{cm} \approx i_g\sqrt{\frac{L}{C}} = K \cdot i_g,$$

koji se podudara s relacijom (6236) izvedenom na temelju jednostavnog razmatranja o održanju energije.

Napon p_{cm} može u određenim uvjetima poprimiti visoke vrijednosti i ugroziti dijelove postrojenja. On može izazvati i visok povratni napon na aparatu p_A, koji nastaje superpozicijom prenapona p_c naponu i izvora u prema jednadžbi

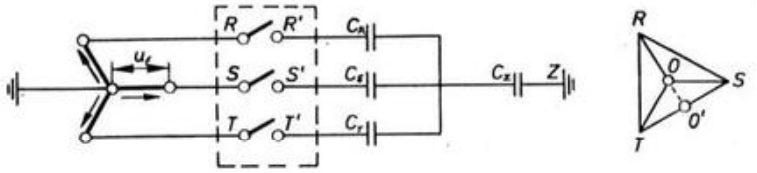
$$u = p_A + p_{c1} = p_A - p_c,$$

odnosno

$$p_A = u + p_c.$$

652.4. Isklapanje neopterećenih kabela

Pretpostavimo da isklapamo neopterećeni kabel zanemarivši odvodne otpore. Tada možemo kapacitete kabela među fazama i prema zemlji prikazati nadoknadnom shemom na sl. 6065. [58, str. 28].



Sl. 6065. Nadoknadna shema strujnog kruga neopterećenog kabela

Radi simetrije mogu se kapaciteti kondenzatora C_R, C_S i C_T smatrati jednakima.

Budući da se danas na srednjim naponima primjenjuju aparati s tropolnim i s uzastopnim jednopolnim prekidanjem, razmotrit ćemo za oba slučaja napone što se pojavljuju na kontaktima aparata poslije prekidanja struje. Pri tome ćemo pretpostaviti da neće nastati ponovna paljenja luka o kojima se govori u 652.2.

652.41. Tropolno isklapanje

U času t_1 neka pri prolazu kroz nulu struje i_R u fazi R prvi prekida pol faze R. U tom je trenutku napon na kondenzatoru C_R te faze maksimalan i jednak tjemenoj vrijednosti U_m faznog napona u_f (sl. 6066). On i dalje ostaje konstantan jer u fazi R struja više ne teče. Iz 652.1. slijedi da se potencijal zvjezdišta na slici 6059. iz točke O premjestio u O', pa tako na polu faze R, koji prvi prekida, imamo napon $U_{RR'} = 1{,}5\, U_m$.

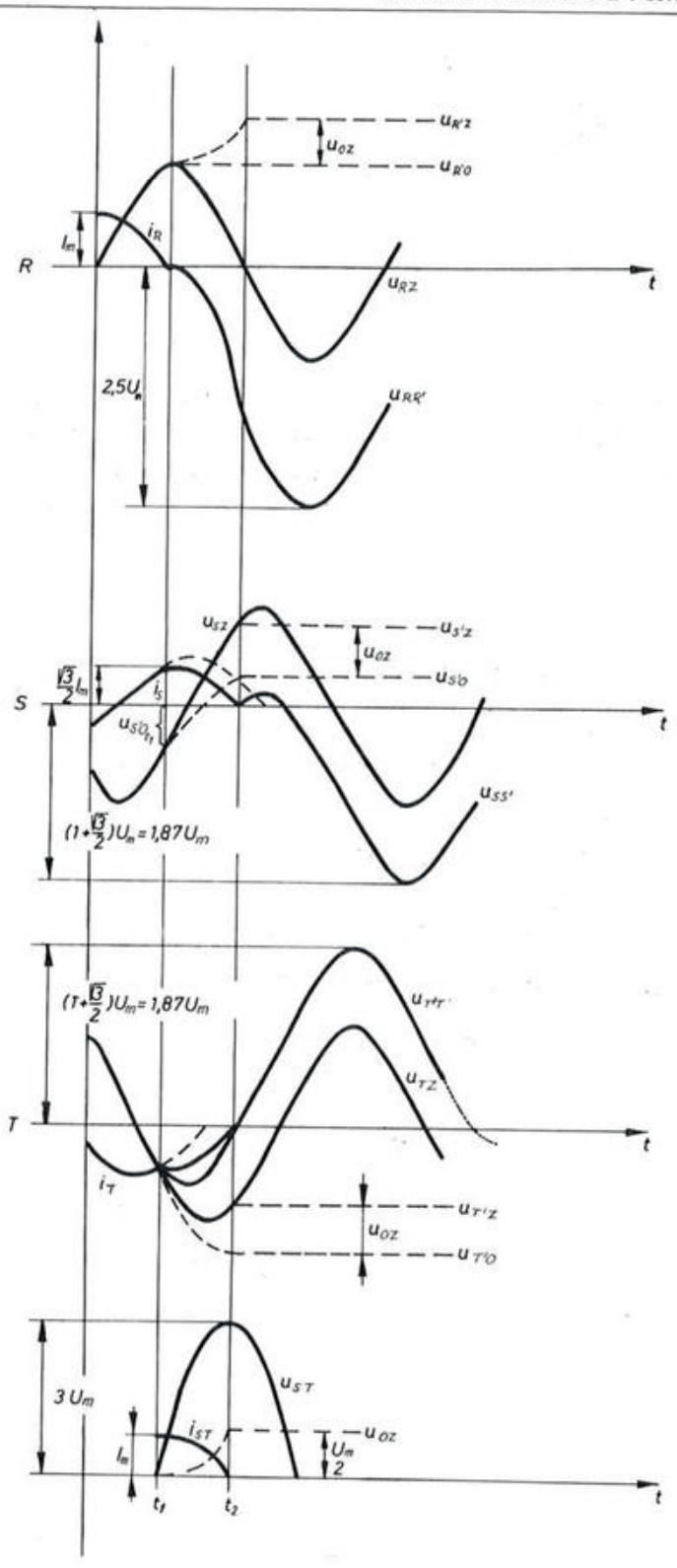
Sada su preostala dva kondenzatora (C_S i C_T) spojena u seriju kojom protječe struja i_{ST}. Na kondenzatorima C_S i C_T je linijski napon $u_{ST} = \sqrt{3}\, u_f$, kojemu je za $t = t_1$ trenutna vrijednost jednaka nuli (vektor ST okomit je na vektor OR). Budući da nakon vremena $t = t_1 + \dfrac{\pi}{2\omega} = t_2$ poprima napon u_{ST} maksimalnu vrijednost $\sqrt{3}\, U_m$, mora zbog čistog kapacitativnog opterećenja struja i_{ST} prolaziti kroz nulu, a time se prekida daljnji tok struje u fazama S i T. Trenutna vrijednost struje i_{ST} u času $t = t_1$ bila je $\dfrac{\sqrt{3}}{2} - I_m$ (I_m je tjemena vrijednost struje prije isklapanja) jer na serijski spojenim kondenzatorima imamo napon $\sqrt{3}\, U_m$.

Napon $u_{S'O}$ na kondenzatoru faze S u času t_2, kada se prekida struja i_s, jednak je zbroju napona u času t_1 i porasta napona u vremenu od t_1 do t_2:

$$u_{S'O_{t_2}} = u_{S'O_{t_1}} + \frac{1}{C} \int_{t_1}^{t_2} i_s \, \mathrm{d}t.$$

U času t_1 je na strani izvora napon $u_{RZ} = U_m$, pa moraju biti naponi

$$u_{SZ} = u_{TZ} = -\frac{1}{2} U_m.$$



Sl. 6066. Tropolno isklapanje neopterećenih kabela

Porast napona $\frac{1}{C}\int_{t_1}^{t_2} i_s \, dt$ jednak je polovici tjemene vrijednosti napona u_{ST} (na

svaki kondenzator C_S i C_T dolazi $\frac{\sqrt{3}}{2} U_m$). Stoga dobivamo

$$u_{S'O} = -\frac{1}{2} U_m + \frac{\sqrt{3}}{2} U_m = 0{,}37\, U_m.$$

Analogno dobijemo za napon $u_{T'O}$

$$u_{T'O} = -\frac{1}{2} U_m - \frac{\sqrt{3}}{2} U_m = -1{,}37\, U_m.$$

Linijski napon u_{ST} jednak je

$$u_{ST} = u_{SZ} - u_{TZ}.$$

Za $t = t_2$ u_{ST} poprima tjemenu vrijednost $\sqrt{3}\, U_m$, pa je prema slici 6066

$$u_{SZ} = \frac{\sqrt{3}}{2} U_m = 0{,}87\, U_m, \qquad u_{TZ} = -\frac{\sqrt{3}}{2} = -0{,}87\, U_m.$$

U času t_2 bit će napon u_{OZ}

$$u_{OZ} = u_{SZ} - u_{S'O} = \frac{\sqrt{3}}{2} U_m - \frac{\sqrt{3} - 1}{2} U_m = \frac{1}{2} U_m.$$

Jednak se rezultat dobije iz relacije

$$u_{OZ} = u_{TZ} - u_{T'O} = -\frac{\sqrt{3}}{2} U_m - \left(-\frac{1 + \sqrt{3}}{2} U_m\right) = \frac{1}{2} U_m.$$

Sve prije određene veličine napona ucrtane su na sl. 6066. Budući da za $t \geq t_2$ ne teče više nikakva struja u krugu, povratni napon na otvorenom kontaktu RR' bit će

$$u_{RR'} = u_{RZ} - u_{R'O} - u_{OZ} = u_{RZ} - U_m - \frac{U_m}{2}$$

$$u_{RR'} = u_{RZ} - 1{,}5\, U_m.$$

Na slici 6066. pretpostavili smo da za $t = t_1 = 0$ napon poprima vrijednost U_m, pa je napon u_{RZ} određen funkcijom

$$u_{RZ} = U_m \cos \omega t.$$

Tada dobijemo

$$u_{RR'} = U_m \cos \omega t - 1{,}5\, U_m. \tag{6246}$$

Na sličan se način odrede naponi na kontaktima ostalih dviju faza:

$$u_{SS'} = u_{SZ} - u_{S'O} - u_{OZ} = u_{RZ} - U_m - \frac{U_m}{2},$$

$$u_{SS'} = u_{SZ} - 0{,}87\, U_m,$$

$$u_{SS'} = U_m \cos\left(\omega t - \frac{2}{3}\pi\right) - 0{,}87\, U_m; \tag{6247}$$

$$u_{TT'} = u_{TZ} - u_{T'O} - u_{OZ} = u_{TZ} - (-1{,}37\,U_m) - \frac{U_m}{2},$$

$$u_{TT'} = u_{TZ} + 0{,}87\,U_m,$$

$$u_{TT'} = U_m \cos\left(\omega t - \frac{4}{3}\pi\right) + 0{,}87\,U_m. \tag{6248}$$

Iz (6246) izlazi da najveći povratni napon na kontaktu RR' doseže apsolutnu vrijednost $2{,}5\,U_m$. Na kontaktima ostalih dvaju polova najveći je napon $1{,}87\,U_m$.

652.42. Uzastopno jednopolno isklapanje

Uzastopno prekidanje jednog pola za drugim primjenjuje se u nekim sklopkama srednjeg napona. Ovdje ćemo promatrati tri karakteristična vremenska intervala:

$t = t_1 \ldots t_2$ od trenutka t_1 prekidanja struje na polu koji se prvi otvara (npr. faze R) pa do trenutka t_2 u kojem se prekida struja u ostalim dvjema fazama (S i T) kada je već otvoren i drugi pol (npr. faze S), ali pol treće faze ostane zatvoren;

$t = t_2 \ldots t_3$ od trenutka t_2 pa do časa otvaranja trećeg pola (npr. faze T);

$t > t_3$ vrijeme nakon otvaranja trećeg pola.

U nadomjesnoj shemi na slici 6065. osobito nas zanimaju povratni naponi što se pojavljuju na otvorenim kontaktima aparata $u_{RR'}$, $u_{SS'}$ i $u_{TT'}$. Za određivanje tih napona treba, kao i pri tropolnom prekidanju, odrediti napone na kondenzatorima pojedinih faza $u_{R'O}$, $u_{S'O}$ i $u_{T'O}$, te napon nul-točke prema zemlji u_{OZ}.

Promjene napona promatrat ćemo odvojeno prema spomenutim intervalima. Naponi i struje u svim trima intervalima ucrtani su na slici 6067.

Interval $t_1 \ldots t_2$

Električni luk na polu prve faze R gasi se pri prolazu struje i_R kroz nulu u času t_1. Na kondenzatoru C_R ostane konstantni napon $u_{R'O}$, koji je jednak trenutnoj vrijednosti napona izvora u_{RZ} u trenutku prekida struje, tj. u našem slučaju, zbog čistog kapacitivnog opterećenja,

$$u_{R'O} = U_m.$$

Budući da su kontakti SS' i TT' zatvoreni, njima prolazi, analogno slučaju tropolnog prekidanja, struja i_{ST} tjemene vrijednosti

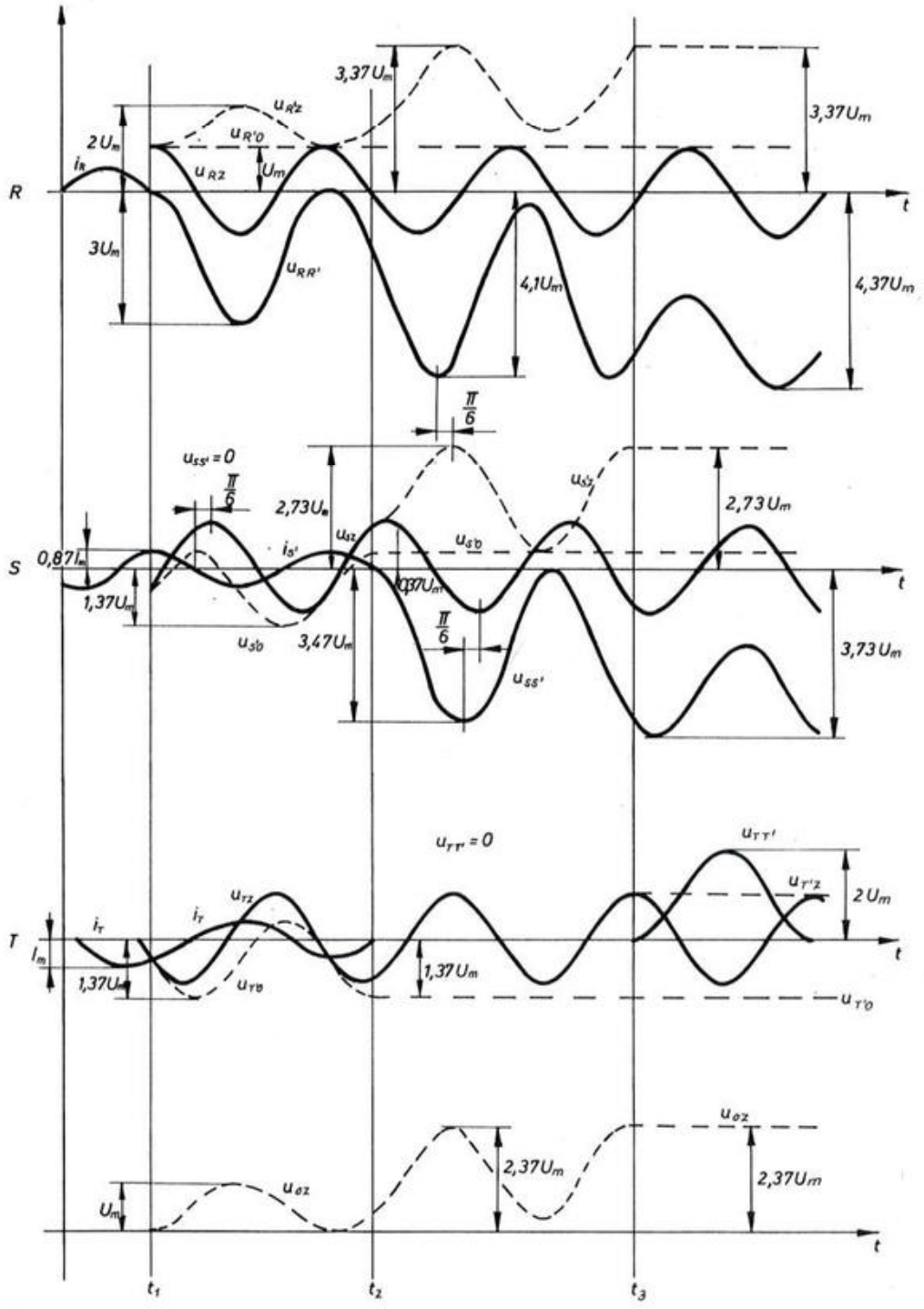
$$I_{STm} = \frac{\sqrt{3}}{2} I_m = 0{,}87\,I_m,$$

gdje je I_m tjemena vrijednost struja sviju faza prije otvaranja prvog pola.

Na svaki kondenzator C_S i C_T dolazi polovica linijskog napona u_{ST}, stoga vrijede relacije

$$u_{S'O} = \frac{1}{2} u_{ST} = \frac{\sqrt{3}}{2} U_m \sin \omega t - \frac{U_m}{2}, \tag{6249}$$

$$u_{T'O} = -\frac{1}{2} u_{ST} = -\frac{\sqrt{2}}{2} U_m \sin \omega t - \frac{U_m}{2}. \tag{6250}$$



Sl. 6067. Uzastopno isklapanje jednog pola za drugim sklopke s priključenim neopterećenim kabelom

U izrazima (6249) i (6250) dolaze i konstantni članovi $-\frac{U_m}{2}$, jer je toliki napon bio na kondenzatorima C_S i C_T u času t_1, kojemu se zatim superponira izmjenični napon. Budući da su zatvoreni kontakti SS' i TT', te uzimajući u obzir da je za $t = t_1 = 0$, vrijede prema slici 6065. relacije

$$u_{oz} = u_{sz} - u_{s'o} = U_m \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right) - \frac{\sqrt{3}}{2} U_m \sin \omega t + \frac{U_m}{2}. \qquad (6251)$$

Za rezultirajuću izmjeničnu komponentu napona u_{OZ} u izrazu (6251) dobijemo $-\frac{1}{2} U_m \cos \omega t$, pa izlazi

$$u_{OZ} = -\frac{1}{2} U_m \cos \omega t + \frac{U_m}{2}.$$

Iz u_{OZ} i $u_{R'O}$ možemo naći napon $u_{R'Z}$ između točaka R' i zemlje

$$u_{R'Z} = u_{R'O} + u_{OZ}, \tag{6252}$$

$$u_{R'Z} = 1{,}5\, U_m - \frac{1}{2} U_m \cos \omega t.$$

Napon na kontaktu faze R bit će

$$u_{RR'} = u_{RZ} - u_{R'Z} = U_m \cos \omega t + \frac{U_m}{2} \cos \omega t - 1{,}5\, U_m, \tag{6253}$$

$$u_{RR'} = 1{,}5\, U_m \cos \omega t - 1{,}5\, U_m. \tag{6254}$$

Maksimalan napon na kontaktu RR' može u intervalu $t_1 \ldots t_2$ prema relaciji (6254) doseći $3\, U_m$.

Interval $t_2 \ldots t_3$

Za $t = t_2$ prolazi struja u fazama S i T kroz nulu i definitivno se prekida. Iz slike 6067. vidi se da je prema izrazu (6249) u času t_2 napon $u_{S'O}$ jednak

$$u_{S'O} = \frac{\sqrt{3}}{2} U_m \sin \frac{\pi}{2} - \frac{U_m}{2} = 0{,}37\, U_m. \tag{6255}$$

Ta vrijednost napona ostaje dalje trajno na kondenzatoru C_S uz pretpostavku idealnog slučaja bez odvoda.

Na sličan se način izračuna napon na kondenzatoru C_T prema formuli (6250):

$$u_{T'O} = -\frac{\sqrt{3}}{2} U_m \sin \frac{\pi}{2} - \frac{U_m}{2} = -1{,}37\, U_m.$$

Kako je u intervalu $t_2 \ldots t_3$ još zatvoren kontakt TT', vrijedi relacija

$$u_{OZ} = u_{TZ} - u_{T'O},$$

odnosno ako uvrstimo za $u_{T'O}$ konstantnu vrijednost $-1{,}37\, U_m$,

$$u_{OZ} = U_m \cos \left(\omega t - \frac{4}{3} \pi \right) + 1{,}37\, U_m. \tag{6256}$$

Maksimalan napon točke 0 prema zemlji doseže, dakle, sada vrijednost $2{,}37\, U_m$.

Iz slike 6065. slijedi

$$u_{S'Z} = u_{S'O} + u_{OZ}. \tag{6257}$$

Uvrstimo li izraze (6255) i (6256) u (6257), dobijemo

$$u_{S'Z} = U_m \cos\left(\omega t - \frac{4}{3}\pi\right) + \sqrt{3}\, U_m.$$

Maksimalan napon $u_{S'Z}$ može postići vrijednost $2{,}73\, U_m$. Napon na kontaktu faze S je

$$u_{SS'} = u_{SZ} - u_{S'Z} = U_m \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right) - U_m \cos\left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right) - \sqrt{3}\, U_m. \qquad (6258)$$

Nakon sabiranja sinusoidalnih članova u relaciji (6258), koji imaju fazni pomak od $\frac{2}{3}\pi$, dobijemo

$$u_{SS'} = \sqrt{3}\, U_m \sin \omega t - \sqrt{3}\, U_m.$$

Na slici 6067. vidi se na naponu u_{RZ} da je za $t = t_2$ u našem primjeru $\omega t_2 = \frac{5}{2}\pi$, pa dobijemo

$$u_{SS'_{t_2}} = 0,$$

odnosno maksimalnu amplitudu napona $u_{SS'}$ na kontaktu SS

$$-2\sqrt{3}\, U_m = -3{,}47\, U_m.$$

Odredimo sada napone za fazu R na osnovi formula (6252) i (6256):

$$u_{R'Z} = u_{R'O} + u_{OZ} = U_m + U_m \cdot \cos\left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right) + 1{,}37\, U_m,$$

$$u_{R'Z} = U_m \cos\left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right) + 2{,}37\, U_m. \qquad (6259)$$

Napon na kontaktu RR' bit će prema (6253) i (6259)

$$u_{RR'} = u_{RZ} - u_{R'Z} = U_m \cos \omega t - U_m \cos\left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right) - 2{,}37\, U_m.$$

Sabiranjem periodičnih članova dobijemo konačno

$$u_{RR'} = \sqrt{3}\, U_m \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{6}\right) - 2{,}37\, U_m.$$

Najveća amplituda napona $u_{RR'}$ u intervalu $t_2 \ldots t_3$ može doseći

$$-\sqrt{3}\, U_m - 2{,}37\, U_m = -4{,}1\, U_m.$$

Interval $t > t_3$

Najnepovoljniji slučaj odgovara isklapanju kontakta TT' u času kada je $u_{TZ} = U_m$, tj. za $\omega t = \frac{4\pi}{3} + n\pi$, gdje je n cijeli parni broj. Tada je napon $u_{OZ} = 2{,}37\, U_m$, koji ostaje dalje konstantan.

Napon $u_{T'Z}$ bit će onda

$$u_{T'Z} = u_{T'O} + u_{OZ} = -1{,}37\,U_m + 2{,}37\,U_m = U_m.$$

Napon na kontaktu TT′ jest

$$u_{TT'} = u_{TZ} - u_{T'Z} = U_m \cos\left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right) - U_m,$$

a njegova amplituda $2\,U_m$.

Na kontaktu RR′ imamo napon

$$u_{RR'} = u_{RZ} - u_{R'Z} = U_m \cos \omega t - 3{,}37\,U_m,$$

odnosno amplitudu $-4{,}37\,U_m$.

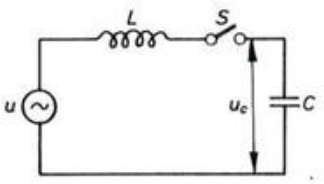
Vidimo, dakle, da su u svim intervalima najveća naponska naprezanja na polu koji prvi prekida. Ti su naponi i velika naprezanja za izolaciju aparata.

U stvarnosti, međutim, nemamo nikada samo čiste kapacitete, već i odvodne otpore koji te prenapone ipak prilično ublažuju [52].

652.5. Sklapanje kondenzatorskih baterija

652.51. Uklapanje

Pri uklapanju kondenzatora na mrežu pojavljuju se na kondenzatoru određeni prenaponi koje ćemo radi pojednostavljenja razmotriti u jednopolnom krugu prema slici 6068.



Sl. 6068. Jednopolna shema kruga s aparatom za uklapanje kondenzatora

Budući da nas prije svega zanima najveća amplituda napona, na slici 6068. izostavili smo omski otpor kruga, pa neće biti nikakva prigušenja oscilacija.

Pretpostavimo da je napon u_{c0} na kondenzatoru prije uklapanja jednak nuli. Tada je napon u_s na kontaktu aparata jednak naponu izvora u:

$$u = U_m \cos \omega t.$$

Nakon uklapanja aparata S poteče struja i, pa vrijedi jednadžba

$$U_m \cos \omega t = L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} + \frac{1}{C}\int i\,\mathrm{d}t. \tag{6260}$$

Deriviramo li izraz (6260) po t, dobijemo

$$-\frac{\omega}{L}\,U_m \sin \omega t = \frac{\mathrm{d}^2 i}{\mathrm{d}t^2} + \frac{1}{LC}\,i. \tag{6261}$$

Jednadžba (6261) odgovara općem obliku diferencijalne nehomogene jednadžbe drugog reda

$$i'' + \frac{1}{LC} i = \frac{\omega}{L} U_m \sin \omega t.$$

Opće rješenje te jednadžbe je uz $\frac{1}{LC} = \omega_0^2$ (vlastita frekvencija kruga):

$$i = A \sin \omega_0 t + B \cos \omega_0 t - \frac{\omega U_m}{L} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \sin \omega t. \tag{6262}$$

Koeficijent A odredi se iz početnih uvjeta ako uzmemo da je za $t = 0$ napon na kondenzatoru $u_c = 0$,

$$u_c = \frac{1}{C} \int i \, dt, \tag{6263}$$

odnosno kad uvrstimo (6262) u (6263), dobijemo

$$u_c = -\frac{A}{C\omega_0} \cos \omega_0 t + \frac{B}{C\omega_0} \sin \omega_0 t + \frac{U_m}{LC} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \cos \omega t. \tag{6264}$$

Prema tome koeficijent je

$$A = \frac{U_m}{L} \frac{\omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2}.$$

Koeficijent B odredimo iz početnih uvjeta za jednadžbu (6262), uzevši u obzir da je u krugu sa L i C za $t = 0$ struja $i = 0$. Tada je

$$B = 0.$$

Uvrstimo li izračunati izraz za A u (6262), te uz $B = 0$, dobijemo konačnu formulu za struju nakon uklapanja kondenzatora

$$i = \frac{U_m}{L} \frac{\omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \sin \omega_0 t - \frac{U_m}{L} \frac{\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \sin \omega t. \tag{6265}$$

Struja i sastoji se, dakle, od sinusoidalne komponente vlastite frekvencije kruga i sinusoidalne komponente mrežne frekvencije.

Ako uvrstimo izraz (6265) za struju u (6263), bit će napon na kondenzatoru

$$u_c = \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2} U_m (\cos \omega t - \cos \omega_0 t).$$

Kako je redovno $\omega_0^2 \gg \omega^2$, možemo uzeti $\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 \approx 0$, pa je tada

$$u_c \approx U_m (\cos \omega t - \cos \omega_0 t). \tag{6266}$$

Iz izraza (6266) slijedi da najviša vrijednost napona u_c može postići približno $2 U_m$.

U stvarnosti imamo u krugu uvijek i omski otpor, pa ćemo umjesto neprigušenih oscilacija imati prigušene.

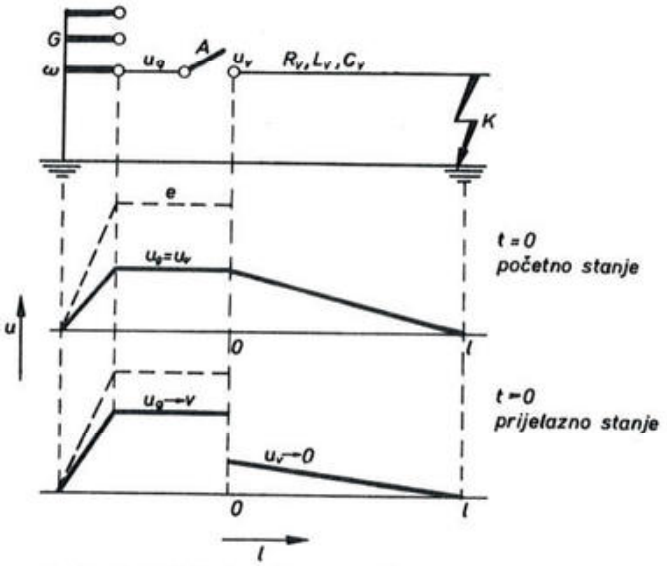
Dosad smo razmatrali slučaj kada je kondenzatorska baterija priključena samo na jednom mjestu voda (nerazdijeljena baterija). Ako je priključeno više baterija na različitim mjestima voda (razdijeljene baterije), dobiju se drugačije relacije za prenapone na kondenzatorima, ovisne o međusobnom odnosu kapaciteta pojedinih baterija [53].

652.52. Isklapanje

Za isklapanje kondenzatorskih baterija vrijede iste relacije koje smo u točki 652.2. izveli za isklapanje dugih neopterećenih dalekovoda, zanemarivši induktivni i omski otpor. Dakle, na kontaktu aparata pojavljuje se napon dvostruke amplitude narinutog napona, koji može zatim uzrokovati ponovna paljenja luka i daljnja povećanja napona (sl. 6063).

652.6. Bliski kratki spoj i kritična udaljenost

Iskustvo pokazuje da aparat koji bez teškoća prekida kratki spoj na svojim stezaljkama može zatajiti ako se kvar dogodi na određenoj udaljenosti od prekidača. To se pripisuje drugačijem karakteru povratnog napona, koji unatoč manjoj struji može znatno otežati uvjete prekidanja. Bliski kratki spoj naziva se često »kilometričkim kvarom« jer je kritična duljina voda obično nekoliko kilometara.



Sl. 6069. Bliski kratki spoj, shematski prikaz

Prilike u mreži mogu se protumačiti električnom shemom i dijagramom raspodjele potencijala na slici 6069. Pojedine oznake na slici imaju ovo značenje:

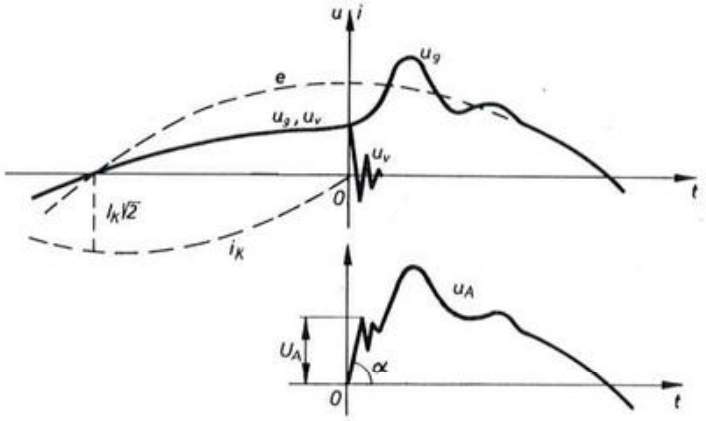
G – generator,
A – prekidač,
K – mjesto kratkog spoja,
u_g, u_v – napon stezaljki prekidača na strani generatora, odnosno voda,
e – elektromotorna sila generatora,

ω – pogonska kružna frekvencija generatora,
R_v, L_v, C_v – otpor, induktivitet i kapacitet promatranog dijela voda,
l – duljina voda do mjesta kratkog spoja.

Gornji dijagram prikazuje početnu razdiobu napona do časa otvaranja prekidača $t = 0$, a donji razdiobu u prolaznom periodu neposredno nakon prekidanja. Ako se prekidač otvori, raspada se sistem u dva dijela koji titranjem u ritmu vlastitih frekvencija prelaze u konačno stacionarno stanje. Pri tome napon u_g lijeve stezaljke aparata A raste prema vrijednosti elektromotorne sile e, dok napon u_v desne stezaljke pada prema nuli. Na otvorenom polu prekidača nastaje zbog toga povratni napon

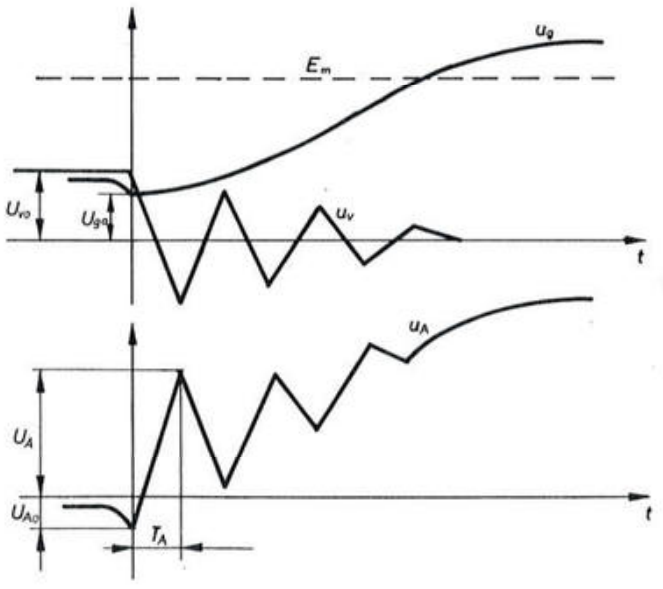
$$u_A = u_g - u_v. \tag{6267}$$

koji titra s dvije vlastite frekvencije, kako se vidi na dijagramu slike 6070.

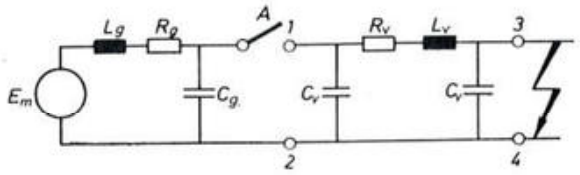


Sl. 6070. Povratni napon pri bliskom kratkom spoju

Na njoj je radi jednostavnosti zanemaren otpor luka. Njegov se utjecaj vidi na slici 6071, koja u povećanom mjerilu prikazuje pojedinost krivulje napona u neposrednoj okolini ishodišta koordinata. Vodoravni pravac E_m predočuje tjemenu vrijednost elektromotorne sile.



Sl. 6071. Pilasti oblik titranja napona neposredno nakon gašenja luka



Sl. 6072. Nadomjesna shema titrajnog kruga

Prijelazna pojava napona u_g na strani generatora određuje se iz uvjeta ravnoteže za titrajni krug $L_g - R_g - C_g$, predočen lijevom stranom slike 6072, kako je već opisano u poglavlju 652.1, jednadžba (6222). Ako uzmemo u obzir da je početna vrijednost napona $u_g(t = 0)$ određena početnim naponom voda U_{v0} i naponom gorenja luka U_{A0} prema jednadžbi

$$U_{g0} = U_{v0} - U_{A0},$$

i ako pretpostavimo da kontakti aparata nisu premošteni porednim otporom r (dakle $r = \infty$), dobivamo u tom slučaju analognu relaciju

$$u_g = E_m - (E_m + U_{A0} - U_{v0})\left(\frac{\varkappa}{\omega_g}\sin \omega_g t + \cos \omega_g t\right) e^{-\varkappa t}. \qquad (6268)$$

Pri tome je pulzacija prolazne komponente

$$\omega_g = \sqrt{\frac{1}{L_g C_g} - \frac{R_g^2}{4L_g^2}} \approx \frac{1}{\sqrt{L_g C_g}}, \qquad (6269)$$

a koeficijent prigušenja

$$\varkappa = \frac{R_g}{2L_g}.$$

Napon $u_v(t)$ na početku dalekovoda ima pilasti (trokutni) oblik i titra mnogo višom frekvencijom. Zato rezultantni povratni napon u_A na slici 6070. ima izvanredno veliku početnu brzinu uspona:

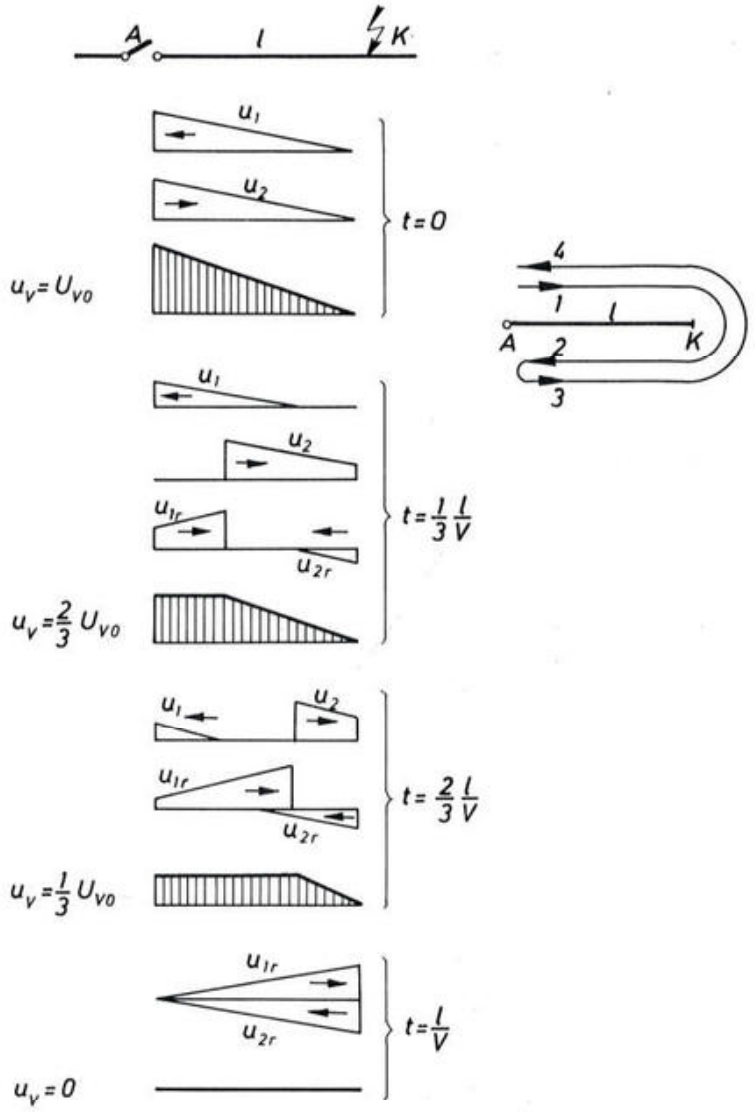
$$S_A = \frac{\mathrm{d}u_A}{\mathrm{d}t} = \operatorname{tg} \alpha. \qquad (6270)$$

Pilasti oblik napona u_v uzrokovan je refleksijom putnih valova. Oni nastaju tako što se u času prekida oslobođeni naboj voda (s trokutnom razdiobom potencijala prema slici 6069) raspada u dva jednaka dijela [13, str. 413] koji se kreću u suprotnom pravcu brzinama

$$v \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}.$$

Pripadni valovi napona u_1 i u_2 reflektiraju se na krajevima voda tako da na otvorenom kraju nastaje reflektirani val istog polariteta, a na kratko spojenom kraju val u_{2r} suprotnog predznaka. Iz prikaza putnih valova na slici 6073. može se razabrati da se napon U_v na početku voda u vremenskom intervalu $t = l/v$

linearno smanjuje na nulu. Zatim se jednak proces nastavlja u suprotnom smjeru, te napon poprima negativne vrijednosti. Shematski prikaz u desnom dijelu slike pokazuje da val prevali četverostruku duljinu voda, dok se u polaznoj točki



Sl. 6073. Putni valovi napona na dalekovodu

ponovno pojavi ista faza titranja. Zato je trajanje periode pilastog napona $T_v = 4l/v$, a njegova frekvencija

$$f_v = \frac{v}{4l}. \tag{6271}$$

Prilike na početku dalekovoda neposredno prije gašenja luka ($t \leqq 0$) određene su prema slici 6070. strujom kratkog spoja

$$i_k = I_k \sqrt{2} \sin \omega t \tag{6272}$$

i naponom koji se troši na pretežno induktivni pad napona u vodu

$$u_v \approx L_v \frac{\mathrm{d}i_k}{\mathrm{d}t} = L_v \omega I_k \sqrt{2} \cos \omega t.$$

Ako označimo induktanciju voda uz pogonsku frekvenciju znakom

$$X_v = L_v \omega, \tag{6273}$$

dobivamo

$$u_v = X_v I_k \sqrt{2} \cos \omega t.$$

Odavde slijedi, za $t = 0$, početna vrijednost napona

$$U_{v0} = X_v I_k \sqrt{2} = l X_1 I_k \sqrt{2}, \tag{6274}$$

gdje je X_1 reaktancija voda po jedinici duljine.

Prva amplituda povratnog napona U_A, označena na slici 6071, podudara se vremenski s prvim negativnim ekstremom napona u_v koji se pojavljuje u trenutku

$$T_A = \frac{2l}{v}. \tag{6275}$$

Budući da je frekvencija prolazne komponente napona u_g mnogo niža od frekvencije pilastog napona, može se krivulju u_g unutar intervala $0 \ldots T_A$ smatrati vodoravnim pravcem, tj.

$$u_g(T_A) \approx U_{g0} = U_{v0} - U_{A0}.$$

Zanemarimo li uz to početno prigušenje pilastog napona, dobivamo

$$u_v(T_A) \approx U_{v0},$$

a prema tome

$$U_A = 2U_{v0} - U_{A0}. \tag{6276}$$

U nastavku ćemo zanemariti i napon luka U_{A0}. Na taj se način iz relacije (6274) i (6276) dobiva

$$U_A \approx 2l X_1 I_k \sqrt{2} = K_U l I_K. \tag{6277}$$

Iz jednadžbi (6270), (6275) i (6277) izlazi strmina početnog dijela povratnog napona

$$S_A = \frac{U_A}{T_A} \approx v X_1 I_k \sqrt{2} = K_s \cdot I_k. \tag{6278}$$

Ako se brzina širenja putnih valova v i valni otpor Z_v izraze pomoću jediničnog induktiviteta i kapaciteta, tj.

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}, \qquad Z_v = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}, \tag{6279}$$

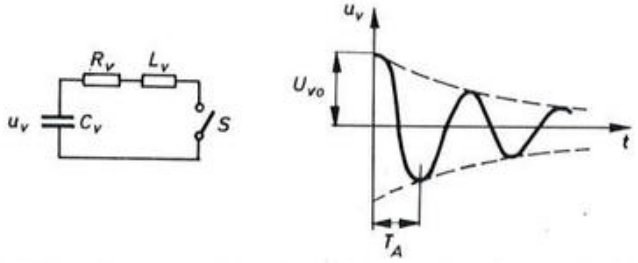
može se jednadžba (6278) pisati u obliku

$$S_A \approx Z_v \omega I_k \sqrt{2},$$

koji se često nalazi u literaturi [14, str. 28]. Stvarna je amplituda i strmina povratnog napona manja od izračunate jer smo pri razmatranju zanemarili mnoge činioce koji ih ublažuju (omski otpor voda i kratkospojne veze K, napon luka, rezidualnu vodljivost lučne plazme nakon gašenja luka itd.).

Do sličnih se rezultata dolazi i približnim računom ako se promatrani dio dalekovoda nadomjesti četveropolom 1–2–3–4 s koncentriranim impedancijama, koji je prikazan na desnoj strani slike 6072. U trenutku gašenja luka prolazi napon na početku voda (dakle i na lijevom kapacitetu C_v) kroz maksimum. Time počinje izbijanje kondenzatora u titrajnom krugu četveropola. Budući da je desni kondenzator premošten kratkim spojem, ostaje u krugu puni induktivitet, ali samo pola kapaciteta ispravnog voda:

$$L_v = l \cdot L_1, \qquad C_v = \frac{l \cdot C_1}{2}. \tag{6280}$$



Sl. 6074. Pojednostavljena ekvivalentna shema i prigušeni sinusni titraji koji aproksimiraju pilasti napon

Tome odgovara pojednostavljena shema slike 6074, u kojoj se titranje izaziva zatvaranjem zamišljene sklopke S. Prijelazna pojava izlazi iz uvjeta ravnoteže napona

$$u_v + R_v i + L_v \frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} = 0,$$

koja zbog

$$R_v^2 < \frac{4 L_v}{C_v}$$

predočuje prigušenu sinusoidu na slici 6074:

$$u_v = U_{v0} \cdot \mathrm{e}^{-\frac{R_v}{2L_v} t} \cdot \cos \omega_v t. \tag{6281}$$

Ovdje je, uzevši u obzir (6279) i (6280),

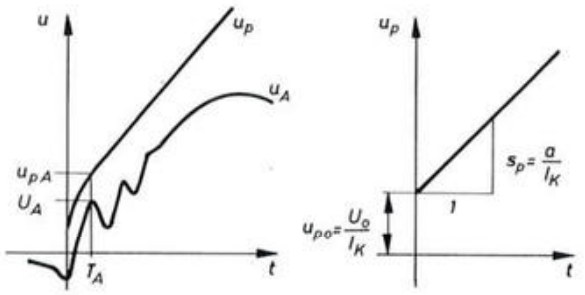
$$\omega_v = \frac{1}{\sqrt{L_v C_v}} = \frac{\sqrt{2}}{l\sqrt{L_1 C_1}} = \frac{v\sqrt{2}}{l},$$

odnosno

$$f_v = \frac{\omega_v}{2\pi} \approx \frac{v}{4{,}4\, l}.$$

Dobivena je vrijednost oko 10% manja od točnog iznosa prema relaciji (6271).

Osnovni je uvjet za uspješno prekidanje da je probojni napon lučne komore u_p (mjerilo za dielektričnu čvrstoću nakon gašenja luka) iznad povratnog napona u_A. U pogonskim uvjetima daljinskoga kratkog spoja naročito je kritičan početni interval do prve amplitude povratnog napona, jer zbog velike brzine porasta upravo taj dio napona u_A najlakše uzrokuje ponovno paljenje luka. To se jasno razabire iz lijevog dijela slike 6075, u kojem su posebno označene prva amplituda



Sl. 6075. Vremenski dijagrami povratnih i probojnih napona

povratnog napona U_A i pripadna vrijednost probojnog napona u_{pA}. Omjer u_{pA}/U_A možemo smatrati faktorom sigurnosti, a njegovu recipročnu vrijednost

$$D = \frac{U_A}{u_{pA}} \tag{6282}$$

faktorom naprezanja. Za uspješno prekidanje mora biti $D < 1$. Krivulja probojnog napona u_p zavisi od prekidne struje jer se njezina brzina uspona smanjuje pod utjecajem ionizacijskih efekata topline luka. Ako je pad napona luka približno konstantan (što odgovara intenzivnom volumnom hlađenju), bit će snaga luka proporcionalna struji. Zato ćemo krivulju probojnog napona na slici 6075. aproksimirati relacijom

$$u_p = u_{p0} + S_p t = \frac{U_0 + a t}{I_k}$$

u skladu s Hochrainerovim prijedlogom [15, str. 134] za prekidače s brzom regeneracijom dielektrikuma nakon gašenja. Prema tome je, ako uzmemo u obzir jednadžbu (6275),

$$u_{pA} = \frac{U_0 + a T_A}{I_k} = \frac{U_0}{I_k} + \frac{2 a l}{v I_k}. \tag{6283}$$

Veličine U_0 i a su konstante prekidača koje ovise o njegovoj konstrukciji.

Zanemarimo li omske otpore, možemo struju kratkog spoja izraziti formulom

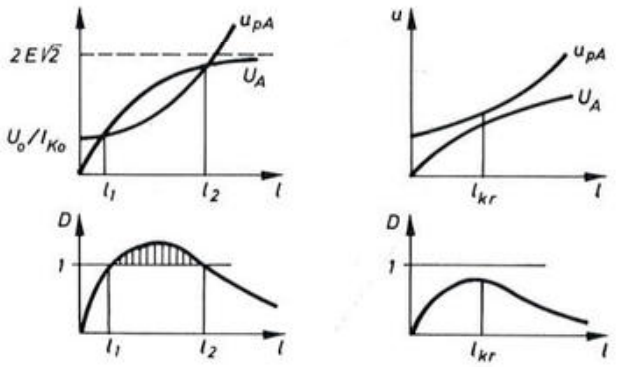
$$I_k = \frac{E}{X_g + l X_1} \tag{6284}$$

na temelju koje se i naponi U_A i u_{pA} u jednadžbama (6277) i (6283) mogu odrediti kao funkcije udaljenosti kratkog spoja:

$$\left.\begin{aligned} U_A &= 2X_1 E\sqrt{2}\cdot\frac{l}{X_g + lX_1}, \\ u_{pA} &= \frac{X_g + lX_1}{E}\left(U_0 + \frac{2al}{v}\right). \end{aligned}\right\} \qquad (6285)$$

Slika 6076. grafički prikazuje te funkcije i njihov omjer D prema jednadžbi (6282). Simbol I_{k0} označuje struju kratkog spoja na stezaljkama prekidača ($l = 0$), dakle:

$$I_{KO} = \frac{E}{Z_g}. \qquad (6286)$$



Sl. 6076. Faktor naprezanja, opasna zona i kritična udaljenost

Lijevi dio slike odgovara slučaju kada prekidač može isklopiti samo one kvarove koji se nalaze, ili vrlo blizu ($l < l_1$), ili dovoljno daleko ($l > l_2$). Unutar granica $l_1 \ldots l_2$ je tzv. opasna zona, gdje je zbog nepovoljnih uvjeta ($u_{pA} < U_A$) faktor naprezanja $D > 1$, te dolazi do ponovnog paljenja luka. Prema desnom dijelu slike parametri prekidača i mreže tako su usklađeni da je uspješno prekidanje zajamčeno bilo za koju udaljenost kratkog spoja. Ipak, i ovdje postoji neka kritična udaljenost l_{kr} za koju je (zbog najvećeg omjera U_A/u_{pA}) prekidanje najviše ugroženo.

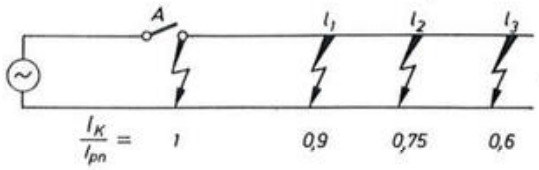
Točnije razmatranje pokazuje [16] da kritična udaljenost l_{kr} i pripadna kritična struja I_{kr} mogu varirati u granicama

$$\left.\begin{aligned} 0 < l_{kr} &< \frac{X_g}{X_1} \\ I_{k0} > I_{kr} &> 0{,}5\, I_{k0}. \end{aligned}\right\} \qquad (6287)$$

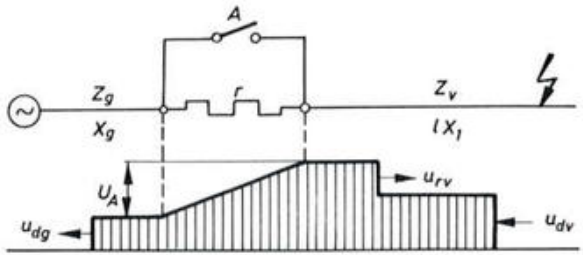
Ta je tvrdnja u skladu sa zahtjevom francuskih normi [17] prema kojima se prekidna moć aparata pri bliskom kratkom spoju ispituje za tri različite udaljenosti: $l_1 - l_2 - l_3$, kako shematrski prikazuje slika 6077. Udaljenosti treba tako odabrati da se pripadna struja kratkog spoja I_k reducira na 90–75–60% vrijednosti nazivne prekidne moći I_{pn}. Krug napajanja mora biti takav da uz kratki spoj na stezaljkama bude $I_{k0} = I_{pn}$.

Prekidna se moć I_{pn} može povećati takvim zahvatima u konstrukciji aparata koji povisuju njegovu dielektričnu čvrstoću, a smanjuju povratni napon. Prvo se postiže povećanjem broja prekidnih mjesta, tj. serijskim spajanjem više lučnih

komora u svakom polu, a drugo prigradnjom paralelnih otpora. Na temelju slike 6078. može se pokazati da takvi otpori ne ublažuju samo najvišu amplitudu (što je protumačeno u poglavlju 652.1), već i pilasti napon koji uzrokuje refleksija putnih valova. Simboli u_d i u_r označuju direktne i reflektirane valove napona, a Z_g i Z_v valne otpore na strani generatora i voda. Ako se iz voda u smjeru



Sl. 6077. Ispitivanje prekidne moći pri bliskom kratkom spoju



Sl. 6078. Ograničenje amplitude pilastog napona pomoću paralelnih otpora

izvora kreće val konstantne visine u_{dv}, nastat će refleksijom na stezaljkama aparata naponi:

$$u_{rv} = u_{dv} \cdot \frac{r + Z_g - Z_v}{r + Z_g + Z_v} \tag{6288}$$

$$u_{dg} = u_{dv} \cdot \frac{2Z_g}{r + Z_g + Z_v} \tag{6289}$$

$$u_A = u'_{dv} + u_{rv} - u_{dg} = u_{dv} \cdot \frac{2r}{r + Z_g + Z_v}. \tag{6290}$$

Za aparate bez porednih otpora i bez rezidualne vodljivosti lučne plazme ($r = \infty$) dobivamo na otvorenom kraju totalnu refleksiju kojoj odgovara

$$u_{rv} = u_{dv}, \qquad u_{dg} = 0, \qquad u_A = 2u_{dv},$$

kao što smo pretpostavili u dosadašnjem računu. Drugi granični slučaj, tj. $r = 0$, daje, naprotiv, $u_A = 0$, što znači da se dovoljno malim poredním otporom mogu po volji smanjiti amplitude pilastog napona.

652.7. Sklapanje dvaju sistema van sinhronizma. Opozicija faza

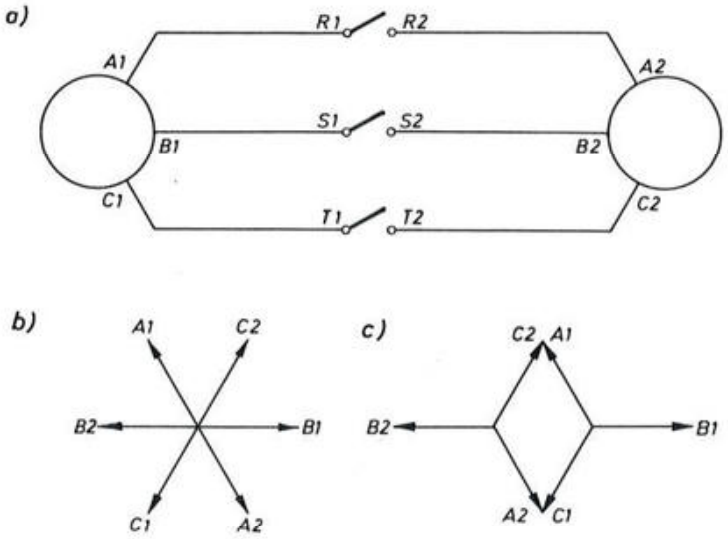
U trofaznom sistemu s više generatora može se dogoditi da zbog greške u spajanju ili greške gubitka sinhronizma prekidač mora razdvojiti dva generatora ili dva energetska sistema kojih naponi nisu međusobno u fazi. Opozicija faza je granični slučaj pri kojem su u trenutku prekidanja elektromotorne sile dvaju sistema s jedne i druge strane prekidača na slici 6079. a međusobno pomaknute za 180°, kao što prikazuje vektorski dijagram na slici 6079. b. Razlika napona u zatvorenom strujnom krugu tjera struju koja odgovara ukupnom prividnom otporu.

Na kontaktima pola koji prvi prekida struju (npr. S1 – S2) pojavljuje se povratni napon kojemu veličina ovisi o načinu uzemljenja nul-točke. U mrežama s izravno uzemljenim nul-točkama na objema stranama i nakon prekidanja ostaje jednak

vektorski dijagram iz slike 6079. b, pa na kontaktima S1 – S2 može povratni napon pogonske frekvencije iznositi najviše

$$U_{pop} = 2\,U_f = \frac{2\,U_n}{\sqrt{3}}. \tag{6291}$$

U mrežama s izoliranom nul-točkom, zbog slične pojave na objema stranama prekidača kao i na slici 6059, nakon prekida struje u fazi S vrijedit će vektorski dijagram na slici 6079. c. To znači da napon pogonske frekvencije između



Sl. 6079. Isklapanje u opoziciji faza

kontakata u toj fazi postiže približno dva puta veći iznos nego pri normalnom kratkom spoju prema (6231), tj.

$$U_{pop} = 2\,U_{pf} = 3\,U_f = \sqrt{3}\,U_n. \tag{6292}$$

Dok u krugu teče struja, ukupni se napon između točaka B1 i B2 raspodjeljuje proporcionalno impedancijama Z_1 i Z_2, kao što slikovito prikazuje isprekidani pravac 1 – 2 na slikama 6080. b i c. Nakon prekida struje napon se na svakoj strani izjednačuje s naponom izvora, te je njegov konačni raspored duž voda prikazan stepenastom punom crtom sa skokom U_{pop} na mjestu prekidanja. Na priključnici prekidača sa strane 1 mijenja se napon za iznos U_1, a sa strane 2 za U_2 tako da vrijedi

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{Z_1}{Z_2} = x, \tag{6293}$$

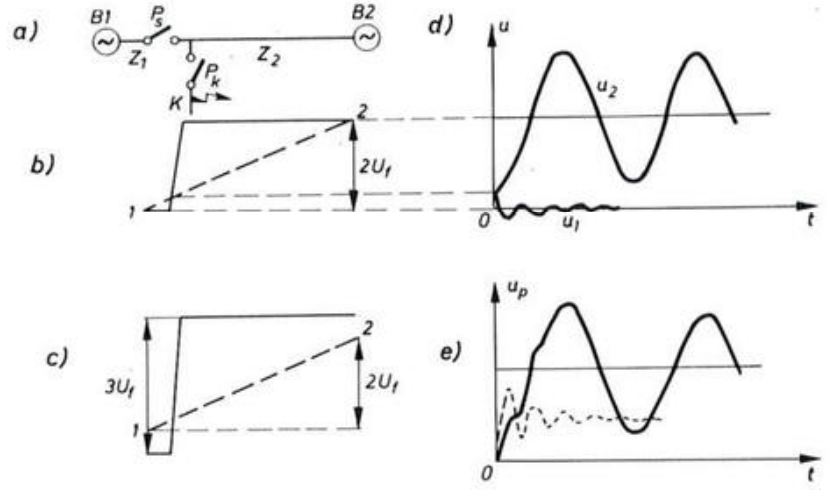
$$U_1 + U_2 = U_{pop}.$$

U_1 i U_2 su ujedno amplitude titraja prijelazne pojave napona. Ako zanemarimo drugi član u relaciji (6219), vlastite frekvencije tih titraja odnose se kao

$$\frac{\omega_{01}}{\omega_{02}} = \frac{\sqrt{L_2\,C_2}}{\sqrt{L_1\,C_1}}. \tag{6294}$$

Budući da je s većom impedancijom Z povezan obično i veći induktivitet L i kapacitet C, to strani s većom amplitudom napona odgovara niža titrajna frekvencija.

Na slici 6080. d prikazana je vremenska promjena napona u_1 na strani manje impedancije Z_1, te napona u_2 na strani veće impedancije Z_2. Puno izvučena krivulja na slici 6080. e je njihova razlika, tj. povratni napon između kontakata prekidača. Iz usporedbe s isprekidanom krivuljom na slici 6080. e, koja prikazuje

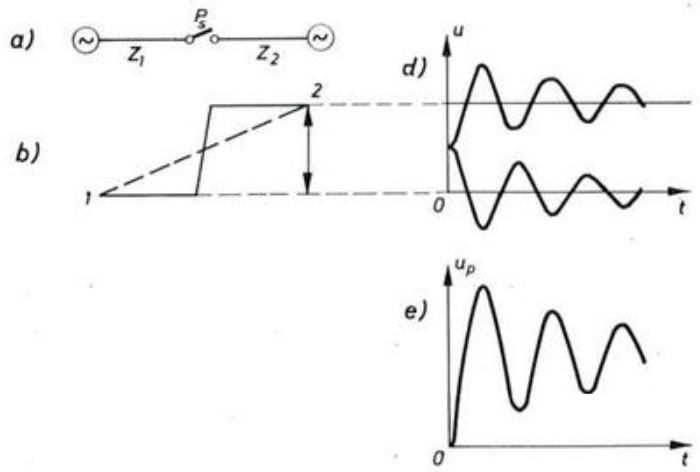


Sl. 6080. Promjena napona pri isklapanju dvaju sistema raznih impedancija

povratni napon pri prekidanju struje kratkog spoja neposredno iza prekidača P_S, vidimo da je pri isklapanju opozicije faza manja strmina povratnog napona i manje početno naponsko naprezanje prekidača nego pri kratkom spoju.

Jedino za slučaj $\omega_{01} = \omega_{02}$, čemu odgovara približno $x = 1$, frekvencija je povratnog napona jednaka kao pri kratkom spoju na istom mjestu, što izlazi iz slike 6081.

Vremenski dijagrami napona na slikama 6080. i 6081. odnose se na sisteme s kruto uzemljenim nul-točkama, kakvi se obično upotrebljavaju za više napone.



Sl. 6081. Promjena napona pri isklapanju dvaju sistema jednakih impedancija

Za sisteme s neuzemljenim nul-točkama vrijede isti odnosi napona i frekvencija, samo što amplituda povratnog napona može biti 1,5 puta veća, što slijedi iz relacija (6291) i (6292) te slika 6079. b–c i 6080. c.

Zamislimo kratki spoj u neposrednoj blizini promatranog spojnog prekidača P_S na slici 6080, npr. na takvu mjestu K da ga se može eliminirati jednim jedinim prekidačem P_K. Uz jednaki napon oba izvora U teći će ukupna struja kratkog spoja

$$I_k = \frac{U}{Z_1} + \frac{U}{Z_2}$$

koju treba prekinuti prekidač P_K.

Kada su izvori u opoziciji faza, u krugu će teći struja

$$I_{op} = \frac{2U}{Z_1 + Z_2}.$$

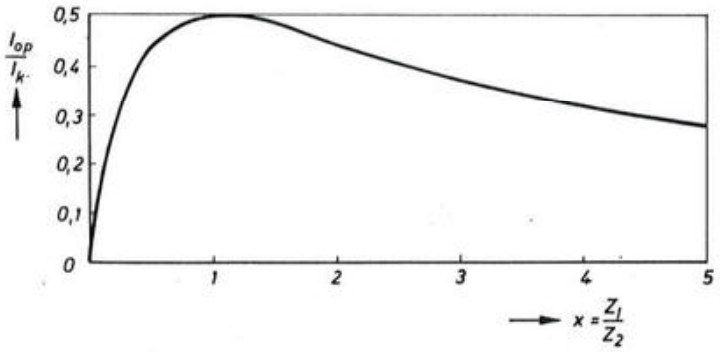
Prema tome je odnos

$$\frac{I_{op}}{I_k} = \frac{2}{Z_1 + Z_2} \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2} = 2 \frac{Z_1 Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2},$$

odnosno uz (6293):

$$\frac{I_{op}}{I_k} = 2 \frac{x}{(1 + x)^2}. \tag{6295}$$

Funkcija $I_{op}/I_k = f(x)$, prikazana dijagramom na slici 6082, postiže najveću vrijednost 0,5 za $x = 1$. Dakle, najviše može biti opterećen prekidač samo ako je u sredini voda koji spaja dva izvora napona u opoziciji faza. Uz to je veoma mala vjerojatnost isklapanja u potpunoj opoziciji faza, jer će se zbog međusobnog klizanja napona dvaju izvora isklapanje češće zbivati pri manjem međusobnom faznom pomaku.



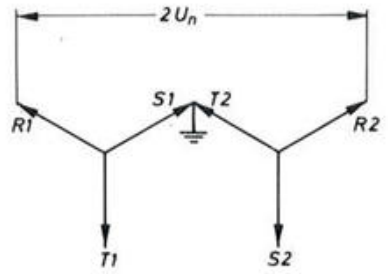
Sl. 6082. Omjer prekidnih struja pri opoziciji faza i kratkom spoju u ovisnosti o omjeru impedancija

Zato se prema međunarodnim propisima IEC u publikaciji 267. propisuju ispitivanja u opoziciji faza u spomenutom najnepovoljnijem spoju kada prekidač odvaja dva jednaka izvora napona s jednakim impedancijama Z_1 i Z_2 na objema stranama. Pri tome treba prekidana struja biti samo 25% nazivne kratkospojne

prekidne moći, tj. polovicu najveće moguće vrijednosti koja slijedi iz relacije (6295) i slike 6082, a povratni napon:

$U_{pop} = 2\,U_n/\sqrt{3}$ – za mreže s izravno uzemljenom nul-točkom, u skladu s (6291),

$U_{pop} = 2{,}5\,U_n/\sqrt{3}$ – za sve ostale mreže, tj. nešto manje od najveće moguće vrijednosti za granični slučaj potpuno izolirane nul-točke prema (6292).



Sl. 6083. Naponi dvaju sistema koji su fazno pomaknuti nakon isklapanja istovremenih zemnih spojeva u oba sistema

Općenito, najveći mogući povratni napon kojemu može biti podvrgnut neki prekidač može se očekivati samo u praktički malo vjerojatnom slučaju prekidanja struje zemnog spoja dviju raznih faza dvaju sistema uz istovremeno međusobno fazno zaostajanje njihovih napona. Takav primjer imamo ako na slici 6079. a zamislimo zemni spoj u fazi S1 lijevo od prekidača i u T2 desno. Nakon prekidanja struje u sva tri pola spojnog prekidača može, prema vektorskom dijagramu na slici 6083, uz najnepovoljniji fazni pomak od 120° nastati najveći povratni napon pogonske frekvencije između kontakata R1 i R2:

$$U_{p(z-op)} = 2\sqrt{3}\,U_f = 2\,U_n.$$

Jasno je, dakle, da prekidači koji se predviđaju za međusobno spajanje i razdvajanje dvaju generatora ili sistema (kao prekidači u spojnom polju ili u sredini spojnog voda) moraju katkada podnositi više povratne napone pri sklapanju van sinhronizma nego u drugim pogonskim slučajevima. Ta sposobnost se postiže istim mjerama koje su spomenute na kraju poglavlja 652.6, tj.

1. serijskim spajanjem više lučnih komora u svakom polu,

2. dvostepenim isklapanjem uz pomoć porednih otpora, koji se uključuju u strujni krug nakon otvaranja glavnih kontakata i smanjuju amplitudu povratnog napona, slično obrazloženju u poglavlju 652.1.

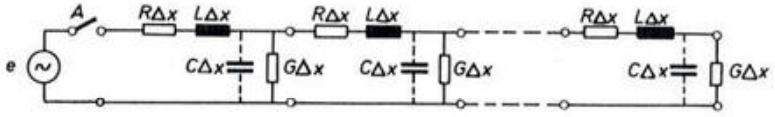
652.8. Prenaponi pri uklapanju dalekovoda

Dok se u do sada opisanim pogonskim slučajevima pretežno radi o raznim vrstama naprezanja sklopnog aparata, u ovom ćemo poglavlju govoriti o jednom karakterističnom slučaju u kojem djelovanje aparata može izazvati naprezanje druge opreme u mreži.

652.81. Jednopolno predočivanje

Prilike pri uklapanju dalekovoda mogu se promatrati na jednopolnoj nadomjesnoj shemi u slici 6084, tj. na serijskom spoju (lancu) jednakih četveropola, gdje su R, L, C i G konstante voda, tj. vrijednosti otpora, induktiviteta, kapaciteta i odvoda po jedinici njegove duljine.

Ako se dovoljno kruti izvor energije u času kada njegov napon iznosi E_0 zatvaranjem sklopnog aparata A spoji na vod kojemu je napon dotad bio U_0, moraju se naponi izjednačiti i na ulaznim priključnicama prvog četveropola naglo promijeniti od vrijednosti U_0 u E_0, kao što je rečeno u poglavlju 641. a. S tim se istovremeno pojavi i struja u svim elementima prvog četveropola.



Sl. 6084. Jednopolna ekvivalentna shema za uklapanje dalekovoda

Iz slike 6084. slijedi da se između ulaznih i izlazni priključnica svakog četveropola gubi dio napona

$$-\Delta u = L\Delta x \cdot \frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} + R\,\Delta x \cdot i$$

i dio struje

$$-\Delta i = C\,\Delta x \frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} + G\,\Delta x \cdot i.$$

Posljednje članove, koji su kod dalekovoda obično prilično manji od ostalih, možemo u idućem promatranju zanemariti, pri čemu se isključuje faktor prigušenja prijelaznih pojava na isti način kao i u prijašnjim poglavljima. Ako ih pišemo u diferencijalnom obliku, prelaze spomenuti izrazi u poznate »telegrafske jednadžbe«:

$$-\frac{\partial u}{\partial x} = L\frac{\partial i}{\partial t}, \tag{6296}$$

$$-\frac{\partial i}{\partial x} = C\frac{\partial u}{\partial t}. \tag{6297}$$

Iz njih se vidi da svaka vremenska promjena napona uzrokuje proporcionalnu prostornu promjenu struje, a svaka vremenska promjena struje odgovarajuću prostornu promjenu napona. Taj odnos je karakterističan za pojavu naponskog i strujnog putnog vala, koji se prema relaciji (6279) kreću duž voda brzinom

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \tag{6298}$$

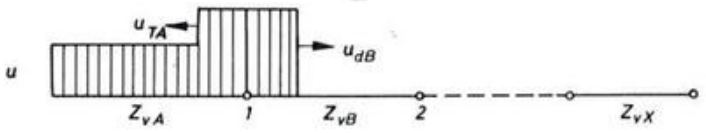
te su pripadne vrijednosti napona i struje u određenom vremenu i mjestu međusobno vezane veličinom valne impedancije

$$\frac{u}{i} = Z_v = \sqrt{\frac{L}{C}}. \tag{6299}$$

Nagla promjena napona izazvana zatvaranjem aparata A na početku voda širi se duž njega kao pravokutni val okomita čela, kojemu je visina u_d jednaka razlici napona izvora i voda u času uklapanja:

$$u_d = E_0 - U_0. \tag{6300}$$

Na slici 6086. a simbolički je prikazan takav val za slučaj nenabijenog voda, tj. za $U_0 = 0$.



Sl. 6085. Refleksija i transmisija putnog vala

Direktan naponski val U_{dA} koji po dijelu voda A (v. sl. 6085) naiđe na naglu promjenu valne impedancije od Z_{vA} u Z_{vB} reflektira se natrag dijelom

$$u_{rA} = \frac{Z_{vB} - Z_{vA}}{Z_{vA} + Z_{vB}} u_{dA} \tag{6301}$$

koji se superponira na dolazni val, tako da je u promatranom trenutku na spojnom mjestu 1 napon

$$u_A = u_{dA} + u_{rA} = \frac{2 Z_{vB}}{Z_{vA} + Z_{vB}} u_{dA}.$$

Naponski val visine $u_{d2} = u_1$ kreće se dalje u vodu 2. Povećanje, odnosno smanjenje amplitude napona na prijelaznom mjestu određeno je koeficijentom transmisije

$$\tau_1 = \frac{u_{dB}}{u_{dA}} = \frac{2 Z_{vB}}{Z_{vA} + Z_{vB}}. \tag{6302}$$

Između visina direktnog naponskog vala na početku i kraju voda, sastavljenog od x serijski spojenih dijelova raznih valnih impedancija Z_{vA}, $Z_{vB} \ldots Z_{vX}$, postoji proporcionalni odnos izražen ukupnim koeficijentom transmisije τ:

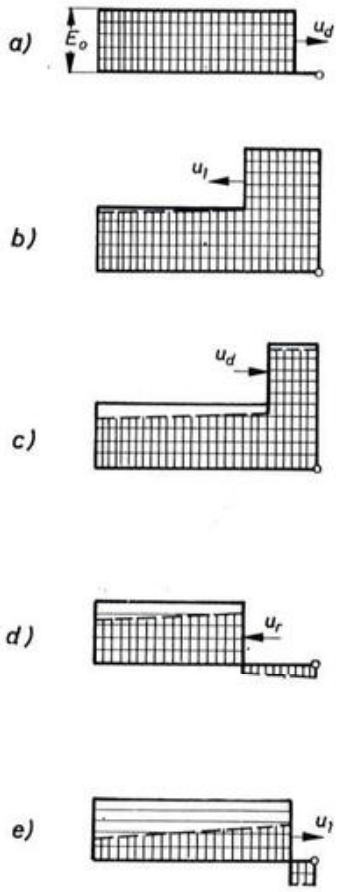
$$u_{dx} = \tau_1 \cdot \tau_2 \ldots \tau_{x-1} \cdot u_{dA} = \tau \cdot u_{dA}. \tag{6303}$$

Najveći koeficijent refleksije i ujedno najveći skok napona bit će na otvorenom kraju linije, gdje je za $Z_{VB} = \infty$ prema (6301)

$$u_{rx} = u_{dk}, \qquad u_x = 2 u_{dx}. \tag{6304}$$

Iz relacija (6302) i (6303) očito je da se naponski val može veoma povisiti postepenim prelaskom s manje valne impedancije na veću, npr. pri serijskom spoju kabela sa $Z_{vA} \approx 50\ \Omega$, kod zračnog voda sa $Z_{vB} = 500\ \Omega$ i transformatora sa $Z_{vC} \approx 5\,000\ \Omega$, gdje je $\tau = 3{,}3$, pa prema (6304) i (6300) na otvorenom kraju transformatora može nastati prenapon $u_c = 6{,}6\, u_{dA} = 6{,}6\,(E_0 - U_0)$.

Na koeficijent transmisije τ može se utjecati jedino prikladnom konfiguracijom mreže i vodova, ali ne i načinom uklapanja ili konstrukcijom sklopnog aparata. Da bismo odredili utjecaj tih elemenata, u idućem ćemo razmatranju promatrati prilike pri uklapanju homogenog voda koji po cijeloj duljini ima konstantnu valnu impedanciju Z_v.



Sl. 6086. Naponski putni val od uklapanja neopterećenog nenabijenog voda

Na slici 6086. prikazana je raspodjela napona na prethodno nenabijenom vodu ($U_0 = 0$) za nekoliko momenata koji slijede neposredno iza njegova spajanja s izvorom napona e. Početni val sa strmim čelom u_d putuje u prvoj fazi (sl. 6086. a) prema otvorenom kraju voda. Tu se totalno reflektira tako da se prema (6304) napon voda u podvostruči, a prema izvoru se vraća reflektirani val jednakog iznosa $u_r = u_d$ (sl. 6086. b). Uz pretpostavku dovoljno krutog izvora zanemarljive impedancije na početku voda uvijek vlada napon izvora $e(t)$. Zbog toga mora na tom mjestu ukupni napon voda poprimiti jednaku vrijednost, pa se prema slici 6086. c val u_r reflektira sa suprotnim predznakom $u_d = -u_r$, što odgovara prema (6301) za $Z_{v2} = 0$, tj. kratkom spoju.

Ako napon izvora e zadrži konstantan početni iznos E_0, širit će se takav po vodu, pa raspodjela napona poprima pravokutan oblik prikazan na slici 6086. punom crtom s vodoravno osjenčanom površinom. Negativni val u_d na otvorenom se kraju opet reflektira s istim, tj. negativnim predznakom, pa prema sl. 6086. d, u slučaju konstantnog $e = E_0$, napon voda postiže vrijednost $u = 0$. Kad val dođe

na početak voda, počinje nov ciklus ponovnim nabijanjem voda na napon izvora u slici 6086. e na sličan način kao na slici 6086. a.

Taj prikaz za konstantni napon izvora može se primijeniti ne samo na istosmjerni izvor napona nego i izmjenični ako priključeni vod nije previše dugačak. Budući da cijeli prikazani ciklus prijelazne pojave sadrži četiri prolaza vala duž voda duljine l, njegovo je trajanje

$$T_c = 4\,T,$$

gdje je vrijeme prolaza duljine voda l

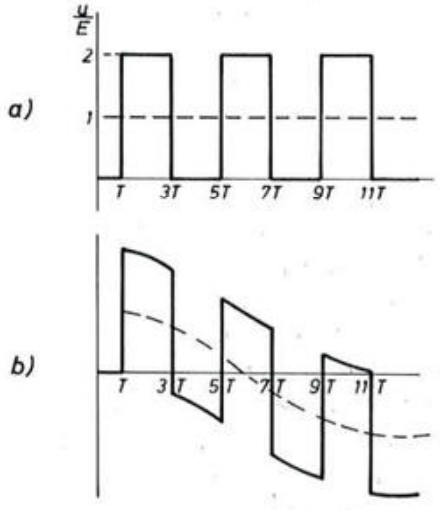
$$T = \frac{l}{v} = l\sqrt{LC}. \tag{6305}$$

Tako npr. u toku prikazanog ciklusa pri uklapanju zračnih vodova (gdje je brzina širenja vala $v = 3 \cdot 10^8$ m/s) do duljine 33 km napon pogonske frekvencije 50 Hz odstupa manje od 1%.

Kod dugačkih vodova može vrijeme T_c biti toliko da se u svakom ciklusu prijelazne pojave osjeća vremenska promjena narinutog napona.

Radi primjera je isprekidanom crtom i okomito osjenčanim plohama na slici 6086. usporedbeno prikazana raspodjela napona u toku prvog ciklusa nakon uklapanja dalekovoda dužine $l = 250$ km na izmjenični napon $e = E \cos \omega t$, tj. u času njegove tjemene vrijednosti. Takvim se prikazom može jasno pokazati da uklopni prenaponi ni u jednoj točki homogenog voda ne mogu biti viši nego što su na njegovu otvorenom kraju. To toliko više ako se uzme u obzir i prigušenje, s kojim ovdje ne računamo.

Na temelju prikazanog postupka na slici 6086. može se izvesti vremenski dijagram promjene napona na kraju voda kao na slici 6087. a za istosmjeran narinuti napon, te na slici 6087. b za izmjenični pri duljini voda $l = 250$ km. Ti se odnosi mogu također odrediti analitički.



Sl. 6087. Vremenska promjena napona na otvorenom kraju voda

Izraz za prijelaznu pojavu na vodu dobiva se iz parcijalnih diferencijalnih jednadžbi (6296) i (6297), koje se pretvaraju u obične diferencijalne jednadžbe pomoću Laplaceove transformacije [54], tako da je

$$-\frac{\mathrm{d}i(p,x)}{\mathrm{d}x} = pCu(p,x) - CU_0(x). \tag{6307}$$

Nakon njihova deriviranja i uvođenja relacija (6298) i (6299) slijede nehomogene diferencijalne jednadžbe s rješenjima

$$U(p,x) = A\,\mathrm{e}^{-\frac{x}{v}p} + B\,\mathrm{e}^{\frac{x}{v}p} + \frac{U_0(x)}{p}, \tag{6308}$$

$$I(p,x) = \frac{A}{Z_v}\mathrm{e}^{-\frac{x}{v}p} - \frac{B}{Z_v}\mathrm{e}^{\frac{x}{v}p} + \frac{I_0(x)}{p}.$$

Uvrstimo li ovdje početne uvjete za $t = -0$ (neposredno prije uklapanja):
- napon voda $U_0(x) = U_0$,
- struja u vodu $I_0(x) = 0$,

te za $t = +0$ (neposredno nakon uklapanja):
- napon na početku voda (za $x = 0$) $U = E_0$,
- struja u vodu $I = 0$,

dobijemo

$$\frac{E_0}{p} = A + B + \frac{U_0}{p},$$

$$0 = \frac{A}{Z_v}\mathrm{e}^{-\frac{l}{v}p} - \frac{B}{Z_v}\mathrm{e}^{\frac{l}{v}p}.$$

Otuda su vrijednosti

$$A = \frac{E_0 - U_0}{p}\,\frac{1}{1 + \mathrm{e}^{-2\frac{l}{v}p}},$$

$$B = \frac{E_0 - U_0}{p}\,\frac{1}{1 + \mathrm{e}^{-2\frac{l}{v}p}}.$$

Ako uvedemo vrijednosti A i B i izraz (6305) u (6308), izlazi

$$U(p,l) = 2\frac{E_0 - U_0}{p}\,\frac{\mathrm{e}^{-Tp}}{1 + \mathrm{e}^{-2Tp}} + \frac{U_0}{p}.$$

te, razvojem $\dfrac{1}{1 + \mathrm{e}^{-2Tp}}$ u beskonačan red,

$$U(p,l) = 2\frac{E_0 - U_0}{p}(\mathrm{e}^{-Tp} - \mathrm{e}^{3Tp} + \mathrm{e}^{+5Tp} - + \cdots) + \frac{U_0}{p}.$$

Tome odgovara u donjem području izraz za vremensku promjenu napona na kraju voda koji se uklapa na čvrsti izvor istosmjernog napona $E_0 = E$:

$$u(t) = 2(E_0 - U_0)[\varepsilon(t - T) - \varepsilon(t - 3T) + - \cdots] + U_0. \tag{6309}$$

Kako ε znači jediničnu funkciju, to niz jediničnih funkcija u uglatoj zagradi predstavlja periodičku funkciju kojoj se vrijednost diskontinuirano mijenja između 0 i 1 svakih $2T$, tj. s trajanjem ciklusa $T_c = 4T$, što se vidi iz slike 6085. a koja prikazuje dijagram $u(t)$ prema (6309) za $U_0 = 0$.

Budući da u konačnom stacionarnom stanju mora na cijelom vodu biti napon izvora E_0, to je, s obzirom na (6001), prijelazni napon

$$u_p = u - E_0 = 2(E_0 - U_0)\left[\varepsilon(t - T) - \varepsilon(t - 3T) + \varepsilon(t - 5T) + - \cdots - \frac{1}{2}\right]. \tag{6310}$$

To je izraz za titranje napona oko vrijednosti nula s konstantnom amplitudom $E_0 - U_0$, jer je u izvodu zanemaren otpor voda R i odvod G, koji djeluje na prigušenje te pojave. Ako se neopterećeni vod uklopi na izvor izmjeničnog napona

$$e = E_m \cos(\omega t + \psi)$$

u času $t = 0$, kada je $E_0 = E_m \cos\psi$, može se na osnovi prijašnjih odnosa pokazati da u konačnom stacionarnom stanju napon u_s na kraju voda zaostaje iza narinutoga za vrijeme $T = \frac{l}{v}$, što je također poznato iz teorije prijenosa električne energije, pa je

$$u_s = E_m \cos[\omega(t - T) + \psi].$$

Budući da je izraz prema relaciji (6310) neovisan o vrsti narinutog napona, pri uklapanju na izmjenični izvor bit će:

$$u = 2(E_m \cos\psi - U_0)\left[\varepsilon(t - T) - \varepsilon(t - 3T) + - \cdots - \frac{1}{2}\right] + \\ + E \cos[\omega(t - T) + \psi]. \tag{6311}$$

Dijagram te funkcije odgovara slici 6087. b za slučaj $U_0 = 0$, $\psi = 0$ i $l = 250$ km.

Očito se na stacionarni napon u toku cijele periode superponira prijelazna pojava, tj. prvi član spomenutog izraza s vrijednošću $E_m \cdot \cos\psi - U_0$, pa je stoga tjemena vrijednost prenapona

$$U_m = |E_m| + |E_m \cos\psi - U_0|. \tag{6312}$$

Superponirana vrijednost je karakteristična za visinu prenapona jer jedino ona sadrži varijabilne elemente: napon U_0 koji karakterizira prethodno stanje voda, te fazni pomak ψ momenta uklapanja od trenutka kad napon izvora ima pozitivnu tjemenu vrijednost.

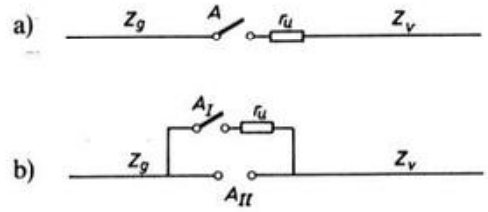
Vrlo visok prenapon može nastati npr. pri automatskom ponovnom uklapanju neopterećenog dalekovoda koji je prilikom isklapanja kapacitivne struje ostao

nabijen na tjemenu vrijednost napona izvora (v. poglavlje 652.2). Pri uklapanju koje slijedi može se struja uspostaviti baš u trenutku kada napon izvora postigne tjemenu vrijednost suprotnog predznaka, što se pripisuje pretpaljenju luka, koje je vjerojatnije pri višim nazivnim naponima. Ako se struja u daljem toku više ne prekida, bit će, zbog $U_0 = E_m$ i $\cos\psi = -1$, prenapon na kraju voda $U_m = 3E_m$.

Posebno težak slučaj može nastati ako se kontakti ne dodirnu do vremena $2T$ nakon pretpaljenja luka. Naime, strujni val koji se na otvorenom kraju voda reflektira istovremeno s naponskim, ali s promijenjenim predznakom, po dolasku na početak poništava struju u aparatu i gasi luk. Naponski val reflektira se tada na otvorenom početku te opet na kraju voda, svaki put s istim predznakom, tako da raste u stepenima visine početnog vala u_d. Nakon tri refleksije napon voda je $3(E_m - U_0)$, tj. $3E_m$ pri uklapanju nenabijenog voda, a $6E_m$ pri već opisanom ponovnom uklapanju.

Takva pojava može nastati kada se kratak otvoreni vod uklapa kontaktima koji se sporo zatvaraju u sredstvu male probojne čvrstoće, npr. u zraku.

Iz usporedbe relacija (6309), (6312) i (6300) vidimo da je pri uklapanju homogenog voda na idealno kruti izvor bilo kakvog napona karakteristična superponirana vrijednost prenapona jednaka visini početnog putnog vala u_d. Vrijednost u_d ne ovisi samo o razlici napona između obiju strana otvorenog aparata u času uklapanja $U_{A0} = E_0 - U_0 = E_m \cos\psi - U_0$, nego i o drugim uvjetima na mjestu nastajanja vala.



Sl. 6088. Uklapanje voda pomoću uklopnog otpora

Ako se npr. u seriji s kontaktima aparata nalazi koncentrirani otpor (male duljine – bez valnog otpora), kao na slici 6088. a, mora se dio razlike napona pri prolasku strujnog vala i utrošiti na pad napona u otporu r_u, tako da je

$$U_{A0} = u_d + r_u i,$$

iz čega izlazi uz upotrebu (6299)

$$u_d = \frac{Z_v}{Z_v + r_u} U_{A0}, \tag{6313}$$

odnosno

$$U_m = |E_m| + \frac{Z_v}{Z_v + r_u} |E_m \cos\psi - U_0|. \tag{6314}$$

proporcionalne pripadnim valnim otporima, tako da u vod valnog otpora Z_v kreće val visine

$$u_d = \frac{Z_v}{Z_g + Z_v} U_{A0}.$$

U tom se omjeru mijenja visina superponiranog prijelaznog napona u_p, a prema tome i drugi član u (6312).

Ako je mreža na strani izvora kompleksnija i sadrži razne elemente, mijenja se i oblik prijelazne pojave, pa vremenski tok prenapona može biti veoma različit od onog na slici 6087. i u relaciji (6311) [55, 56].

U svakom slučaju, međutim, najviša vrijednost prenapona, koja nas u prvom redu zanima, može biti samo manja od vrijednosti prema (6312) za kruti izvor, što se može kompenzirati odgovarajućim faktorom redukcije.

Radi lakše usporedbe često se u praksi umjesto apsolutne veličine navodi faktor sklopnih prenapona k_s. To je propisima određen odnos između prenapona prema zemlji i tjemene vrijednosti faznog napona neposredno prije operacije sklapanja, tj.

$$k_s = \frac{U_m}{E_m}.$$

Promatrani prenaponi uklapanja naprežu izolaciju postrojenja i vodova kako je opisano u 4. poglavlju. Iz tablice 419. vidimo da se s povišenjem nazivnog napona smanjuje odnos između podnosivog i nazivnog napona U_n, a s tim i dopušteni faktor sklopnih prenapona $k_{sd} = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{U_{s0}}{U_n}$, gdje je U_{s0} podnosivi sklopni napon.

Prema tome se tek kod mreža viših napona jače ističe problem uklopnih prenapona, koje često treba smanjiti ispod dopuštenog podnosivog napona opreme.

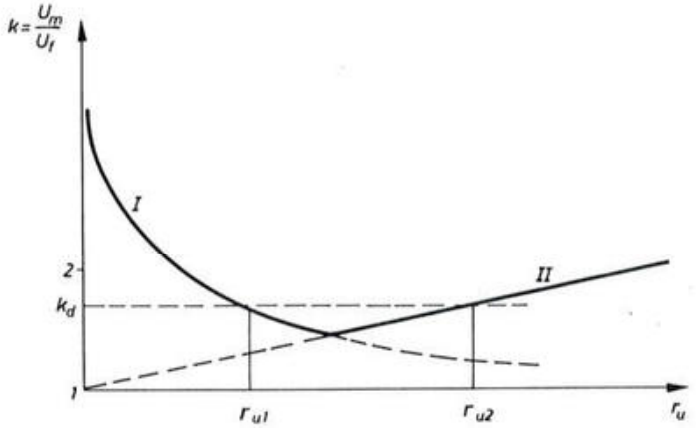
652.82. Ograničenje uklopnih prenapona

Uklopni se prenaponi mogu u mreži ograničiti na različite načine, npr.:

- prikladnom konfiguracijom mreže,
- ugradnjom odvodnika prenapona,
- upotrebom posebnih uređaja za uzemljenje kojima se poništava eventualni zaostali napon voda, tako da je pri uklapanju $U_0 = 0$. Oni se mogu ponešto smanjiti i nekim mjerama na sklopnom aparatu, što ćemo sada posebno obrazložiti.

Iz relacije (6312) vidimo da se, uz određeni napon izvora E_m i voda U_0, može na prenapon utjecati jedino izborom faznog kuta ψ, odnosno trenutka uklapanja. Najpovoljniji je onaj trenutak u kojem se postiže najmanja razlika napona između strane izvora i strane voda. Na tome se osniva metoda sinhroniziranog uklapanja. Poseban uređaj mjeri napon u_A između kontakata iste faze te daje impuls za zatvaranje sklopnog aparata, tako da, uzevši u obzir njegovo vlastito vrijeme, uklopi približno u trenutku najmanje vrijednosti referentnog napona.

U relaciji (6314) sadržana je druga mogućnost ograničenja prenapona – pomoću uklopnog otpora. Praktički se to izvodi višestepenim uklapanjem prema slici 6088. b. U prvoj etapi se pomoćnim kontaktom A I uklopi vod preko serijskog otpora r_u. Pri tome na vodu nastaje prenapon kojemu visina prema (6314) ovisi o veličini otpora r_u. Ta je ovisnost na primjer $\psi = 0$ i $U_0 = 0$ prikazana krivuljom I na slici 6089.



Sl. 6089. Ovisnost najvećeg prenapona o veličini uklopnog otpora r_u

Glavni kontakt A II, na kojem je napon $u_{AII} = i \cdot r_u$, zatvara malo poslije, stoga se u skladu sa (6312) na kraju voda pojavi drugi prenapon

$$U_{mII} = |E_m| + |i r_u|. \tag{6315}$$

Da taj prenapon bude u razumnim granicama, treba glavni kontakt zatvoriti tek nakon prigušenja prijelazne pojave, kada struja i postigne stacionarnu vrijednost i_s. To se praktički postiže ako poslije zatvaranja kontakta A I prođe vrijeme t_r, jednako trostrukoj vremenskoj konstanti voda i uklopnog otpora:

$$t_r = 3\tau = 3\frac{2L}{r/l + R} \approx \frac{6L \cdot l}{r}. \tag{6316}$$

Poznato je iz teorije prijenosa električne energije [57] da je stacionarna struja neopterećenog voda uvijek fazno pomaknuta za $\mp \frac{\pi}{2}$ prema narinutom naponu, te vod djeluje kao čista reaktancija X. Prema tome će u serijskoj kombinaciji otpora r_u i voda teći stacionarna struja

$$i_s = \frac{E_m}{\sqrt{r_u^2 + X^2}} \cos(\omega t + \psi - \varphi).$$

Kad se taj izraz uvrsti u (6315), izlazi da je također prenapon u drugoj etapi ovisan o trenutku uklapanja glavnog kontakta. Najveći će prenapon biti ako se uklopi u času $t = \frac{\varphi - \psi}{\omega}$, kada struja i_s poprimi maksimalnu vrijednost, tj.

$$U_{mII} = E_m + \frac{E_m r_u}{\sqrt{r_u^2 + X^2}}. \tag{6317}$$

Funkcija $U_{mII}(r_u)$ može se prikazati krivuljom II na slici 6089. Iz slike se vidi da se uz manje vrijednosti otpora r_u pojavljuje veći prenapon u prvoj etapi, a uz veće r_u u drugoj etapi.

Najveće se ograničenje prenapona postiže s otporom r_u, za koji su oni u obje etape međusobno jednaki

$$U_m = U_{mII}.$$

Ako s uklopnim otporom nije kombinirano i sinhronizirano uklapanje, treba uspoređivati maksimalne vrijednosti bez obzira na trenutak uklapanja, pa se izraz (6314) izjednačuje sa (6317) uz uvjet $\psi = 0$, tj.

$$\frac{Z_v}{Z_v + r_u}(E_m - U_0) = \frac{E_m r_u}{\sqrt{r_u^2 + X^2}}.$$

Budući da je nadomjesna reaktancija neopterećenog visokonaponskog voda X veoma velika, može se zanemariti iznos r_u ispod korijena, pa približno imamo

$$Z_v X\left(1 + \frac{U_0}{E_m}\right) = Z_v r_u + r_u^2.$$

Rješenje je te jednadžbe

$$r_u = -\frac{Z_v}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{Z_v}{2}\right)^2 + Z_v X\left(1 + \frac{U_0}{E_m}\right)}.$$

Kako je za neopterećeni vod $X \gg Z_v$, optimalna je vrijednost uklopnog otpora

$$r_u \approx \sqrt{Z_v X\left(1 + \frac{U_0}{E_m}\right)}. \tag{6318}$$

Vrijednost X ovdje ovisi o duljini voda, te je kod kratkih vodova približno jednaka $\frac{1}{l C \omega}$ (v. poglavlje 652.2. i sl. 6062).

Relacija (6318) može se primijeniti i na vodove na koje je priključen neopterećen transformator, ali tako da se X računa kao serijski spoj prividne reaktancije voda i reaktancije transformatora u praznom hodu.

Nisu mnogo drugačije prilike ni pri manjim opterećenjima visokonaponskih vodova, gdje X još uvijek ima prilično malu vrijednost, tako da i tu vrijede navedene relacije, samo što je, zbog priključenog tereta, manji faktor refleksije na kraju voda prema (6301), a time i superponirani napon.

Izraz (6318) izveden je za kruti izvor napona, zato ga treba korigirati prema stvarnim uvjetima energetskog sistema. Vrijednost uklopnog otpora r_u, koji se ugrađuje u aparat, određuje se, dakle, prema elementima mreže. Zapravo, prenapon se ne mora smanjiti na najmanji iznos, nego samo ispod dopuštene vrijednosti izolacije koja je npr. na slici 6089. predočena sa k_d. Otpor može, prema tome, imati svaku vrijednost između r_{u1} i r_{u2}. To omogućava standardizaciju otpora, a ujedno i takav izbor kojim se može pokriti više pogonskih slučajeva (uklapanje dalekovoda bez opterećenja, s neopterećenim transformatorom ili s malim opterećenjem).

652.83. Tropolno uklapanje

Zbog međusobne induktivne i kapacitivne povezanosti vodiča triju faza dalekovoda svaka nagla promjena napona i struje u jedoj fazi izaziva odgovarajuće promjene i u ostalim fazama. Tako uklapanje jedne faze uzrokuje putne valove u sve tri faze.

Prema tome razlikujemo tri osnovna slučaja:

1. pojedinačno uklapanje jedne faze dok na vodu nema prijelaznih pojava zbog eventualnih prethodnih sklapanja,

2. istovremeno uklapanje svih triju faza,

3. uklapanje pojedinih faza u kratkim razmacima, tako da se zbroje prijelazne pojave zbog sklapanja raznih faza.

Kod simetričnih vodova pojave se u prva dva slučaja mogu relativno jednostavno svesti na jednopolno predočivanje iz 652.81. Međutim, kontakti triju polova prekidača nikada ne uklapaju sasvim istovremeno. I mala vremenska razlika od $\frac{1}{100}$ periode unosi znatnu nesimetriju, te 2. slučaj treba promatrati jednako kao i 3.

Analogno izrazima (6296) i (6297) mogu se odnosi struja i napona u fazama R, S i T trofaznog voda prikazati sa dva sustava parcijalnih diferencijalnih jednadžbi:

$$-\frac{\partial u_R}{\partial x} = L_{11}\frac{\partial i_R}{\partial t} + L_{12}\frac{\partial i_S}{\partial t} + L_{13}\frac{\partial i_T}{\partial t},$$

$$-\frac{\partial u_S}{\partial x} = L_{21}\frac{\partial i_R}{\partial t} + L_{22}\frac{\partial i_S}{\partial t} + L_{23}\frac{\partial i_T}{\partial t},$$

$$-\frac{\partial u_T}{\partial x} = L_{31}\frac{\partial i_R}{\partial t} + L_{32}\frac{\partial i_S}{\partial t} + L_{33}\frac{\partial i_T}{\partial t},$$

$$-\frac{\partial i_R}{\partial x} = C_{11}\frac{\partial u_R}{\partial t} + C_{12}\frac{\partial u_S}{\partial t} + C_{13}\frac{\partial u_T}{\partial t},$$

$$-\frac{\partial i_S}{\partial x} = C_{21}\frac{\partial u_R}{\partial t} + C_{22}\frac{\partial u_S}{\partial t} + C_{23}\frac{\partial u_T}{\partial t},$$

$$-\frac{\partial i_T}{\partial x} = C_{31}\frac{\partial u_R}{\partial t} + C_{32}\frac{\partial u_S}{\partial t} + C_{33}\frac{\partial u_T}{\partial t},$$

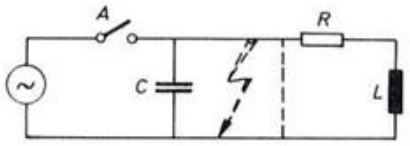
Te se jednadžbe mogu prikazati i u matričnom obliku. Kada su svi izvandijagonalni koeficijenti desne strane (L_{12}, L_{13}, L_{21}, L_{23}, L_{31} i L_{32}, te analogno $C_{12} \ldots C_{32}$) jednaki nuli, dobivaju se slični izrazi kao u jednopolnom predočivanju jer nema međufaznog utjecaja. U općenitom slučaju, gdje su i izvandijagonalni koeficijenti različiti od nule, može se taj utjecaj eliminirati u računu primjenom »modalne metode« u kojoj se transformiraju naponi i struje pomoću prikladnih karakterističnih vektora, tako da se i tu mogu dobiti slične jednadžbe kao i u slučaju jednog vodiča.

Zbog međusobnog utjecaja vodiča trofaznog sistema mogu prenaponi ovdje imati nešto veće apsolutne vrijednosti nego pri jednofaznom uklapanju iz prethodnog poglavlja.

652.9. Prekidanje evolutivnih kvarova

U poglavljima 652.2. i 652.3. vidjeli smo kako isklapanje neopterećenih dalekovoda ili transformatora, tj. prekidanje malih kapacitivnih ili induktivnih struja, uzrokuje visoke prenapone na dijelovima mreže koja se isklapa. Premda rijetko, ti prenaponi mogu izazvati preskok ili proboj oslabljene izolacije.

U početku prekidanja teče u aparatu A mala struja koja je ograničena kapacitetom voda C, kao na slici 6062, te eventualnim samoinduktivitetom transformatora L na slici 6064. Zbog njihova premoštenja nakon preskoka poteče struja kratkog spoja koja je određena samo impedancijom izvora i spojnih vodova (sl. 6090). Takav evolutivni kvar može nastati između faza, ali vjerojatnije prema



Sl. 6090. Shematski prikaz evolutivnog kvara

zemlji, gdje je obično najosjetljivija i najviše napregnuta izolacija, kao npr. izolatorski lanci na vodu ili provodni izolatori na transformatoru gdje dolazi do preskoka. Pri iznenadnom zemljospoju mogu poteći značajne struje, osobito u mrežama s kruto uzemljenom nul-točkom.

Aparat koji je započeo prekidanje male struje odjednom mora prekinuti mnogo veću struju kratkog spoja, za koju se možda nije pripremio.

S obzirom na to valja razlikovati dvije vrste aparata: sa zavisnom karakteristikom gašenja luka i nezavisnom (v. poglavlje 72). Kod prvih sredstvo i efekt gašenja ne ovise o struji, te su oni gotovo jednako spremni za gašenje struje kratkog spoja bez obzira na veličinu struje u prethodnom periodu. U aparatima sa zavisnom karakteristikom, npr. tekućinskim, uvjete za gašenje stvara sam luk, kao što je opisano u poglavljima 722. i 723. Efekt gašenja je ovisan o struji koja teče u aparatu od trenutka otvaranja njegovih kontakata. Ako je ta struja odmah velika, u tekućinskim se aparatima razvija dosta plinova koji djeluju tako da se luk ugasi brzo i na kratkom razmaku. Time je ograničena ukupna količina plina i pritisak u aparatu.

Međutim, za gašenje male struje potreban je veći razmak. Ako se tek nakon prekida male struje ponovno uspostavi luk velikog intenziteta, zbog njegove će velike duljine njegova energija biti mnogo veća. Time se naglo stvore velike količine plinova i visok pritisak koji može uzrokovati eksploziju aparata.

Evolutivni je kvar moguć pri isklapanju neopterećenih vodova ili neopterećenih transformatora ako pri tome nastaju prenaponi koji mogu ugroziti izolaciju. On je malo vjerojatan u mrežama nižih nazivnih napona kojih izolacija sadrži veći faktor sigurnosti, tj. odnos podnosivog i nazivnog napona (v. tablicu 419). Zato se, na primjer, po francuskim propisima (C 64 – 112/1964) prekidna moć s obzirom na evolutivni kvar provjerava samo za one prekidače nazivnog napona

većeg od 100 kV koji pri ispitivanju isklapanja neopterećenih vodova i transformatora proizvedu veće prenapone od $1{,}6\, U_n \sqrt{2}/\sqrt{3}$, tj. s faktorom $k_s > 1{,}6$. Ispituje se u sličnom ispitnom krugu kao isklapanje neopterećenih transformatora, odnosno vodova, i to tako da se uz pomoć podesivog iskrišta P na slici 6090 namjerno ostvari jednofazni spoj sa zemljom u toku isklapanja prekidačem A. Da bi se to postiglo, prema potrebi se smanjuje razmak iskrišta sve dok njegov preskočni napon ne bude niži od vrijednosti $1{,}6\, U_n \sqrt{2}/\sqrt{3}$. Budući da se računa samo na jednofazni evolutivni zemni spoj, zahtijeva se od prekidača da uz fazni napon

$$U_f = U_n/\sqrt{3}$$

sigurno isklopi struju evolutivnog kvara

$$I_e = 0{,}6\, I_k,$$

gdje je I_k njegova nazivna simetrična prekidna struja u kratkom spoju.

653. Prekidanje istosmjerne struje: kriterij nestabilnosti luka

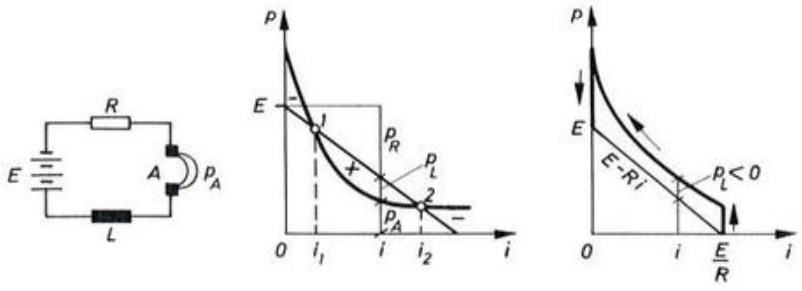
Naglim otvaranjem sklopke A u induktivnom strujnom krugu prema slici 6091. nastaje među njezinim kontaktima električni luk. Označimo li pad napona u luku sa p_A, možemo jednadžbu ravnoteže napona pisati ovako:

$$E = p_R + p_L + p_A = R\, i + L \frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} + p_A. \tag{6319}$$

Odavde slijedi

$$p_L = L \frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} = (E - R\, i) - p_A, \tag{6320}$$

gdje je veličina p_L predočena razlikom ordinata između kosog pravca $p = E - Ri$ i karakteristike luka p_A.



Sl. 6091. Kriterij nestabilnosti luka

Za gašenje luka je potrebno da se struja nakon otvaranja kontakata neprestano smanjuje. To znači da njezina derivacija $\mathrm{d}i/\mathrm{d}t$, a prema tome i pad napona p_L, moraju u cijelom području prekidnih struja imati negativan predznak. Odavde izlazi da struja električnog luka ovisi o veličini p_L na slijedeći način:

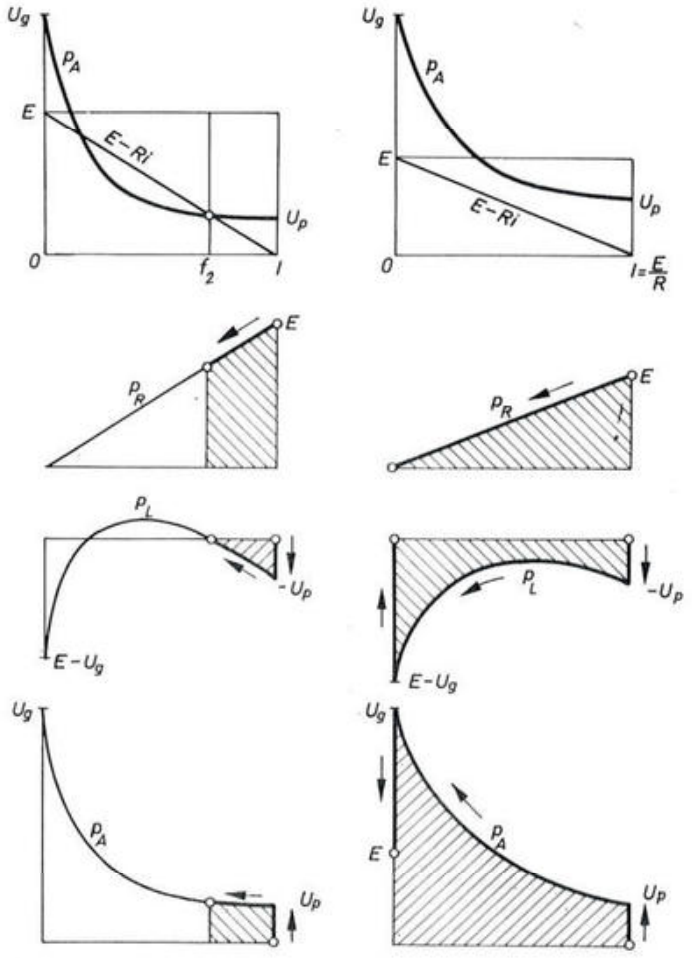
$p_L > 0$ . . . . . i raste
$p_L < 0$ . . . . . i pada
} prolazna stanja,

$p_L = 0$ . . . . . i = konst. } stacionarno stanje.

Ako pravac $E - R\,i$ siječe karakteristiku luka, odgovaraju sjecišta 1 i 2 stacionarnim stanjima. Točka 2 je *stabilna* jer za $i > i_2$ postaje $p_L < 0$, pa struja opada prema i_2, dok za $i < i_2$ postaje $p_L > 0$, pa struja raste prema i_2. Prema tome, sva stanja u okolini točke 2 prelaze u stacionarno stanje točke 2. Naprotiv, točka 1 je *labilna* jer za $i > i_1$ postaje $p_L > 0$, pa struja raste prema i_2, dok za $i < i_1$ postaje $p_L < 0$, pa struja pada prema nuli. Vidimo da se stanja u okolini točke 1 udaljuju od nje bilo prijelazom u stabilno stanje točke 2 bilo gašenjem luka. To praktički znači da se luk neće ugasiti, već će se njegova početna struja $I = E/R$ smanjiti samo do određenog iznosa i_2.

Zato je potrebno da karakteristika aparata p_A bude iznad karakteristike mreže $E - R\,i$, tj. da u čitavom radnom području bude $p_L < 0$. U tom je uvjetu sadržan *kriterij nestabilnosti luka* za aparate istosmjerne struje.

Slika 6092. pokazuje kako se u toku gašenja mijenjaju padovi napona p_R, p_L, p_A s opadanjem struje. Lijevi se dio slike odnosi na neuspjeli pokušaj prekidanja, gdje se luk stabilizira na nekoj vrijednosti struje i_2. Dijagrami desnog dijela slike odgovaraju slučaju kada se luk zbog nestabilnosti potpuno gasi.



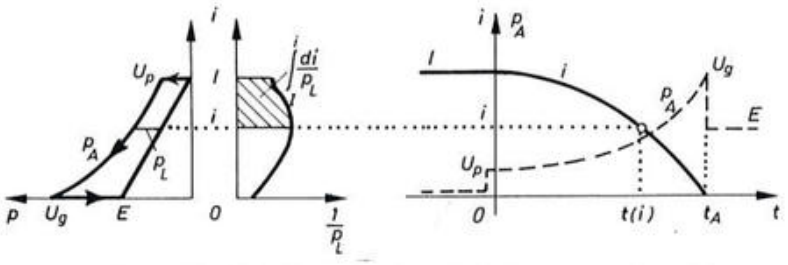
Sl. 6092. Varijacije padova napona u procesu neuspjelog i uspjelog gašenja luka

Prijelaznu pojavu struje prekidanja i vrijeme gašenja luka određuje jednadžba (6320) koju možemo pisati u obliku

$$t(i) = L \cdot \int_{I}^{i} \frac{\mathrm{d}i}{p_L}. \tag{6321}$$

Pri tome je $I = E/R$ stacionarna vrijednost struje do početka prekidanja.

Iz relacije (6321) izlazi da je vrijeme koje je potrebno za promjenu struje od početne vrijednosti I do neke trenutne vrijednosti i razmjerno pripadnom dijelu površine ispod krivulje $\frac{1}{p_L} = f(i)$. Na osnovi toga možemo iz krivulje $\frac{1}{p_L}$ grafičkom integracijom odrediti krivulju $i(t)$, kako je prikazano slikom 6093.



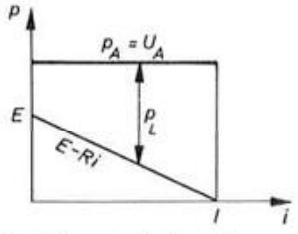
Sl. 6093. Grafičko određivanje krivulja $i(t)$ i $p_A(t)$

Trajanje električnog luka proporcionalno je ukupnoj površini ispod krivulje $\frac{1}{p_L}$, dakle:

$$t_A = t(i = 0) = L \int_{I}^{0} \frac{\mathrm{d}i}{p_L}. \tag{6322}$$

Krivulja $p_A(i)$ na slici 6093. lijevo je dinamička karakteristika luka. Njezin početni dio, koji prikazuje trenutni porast napona od nule do vrijednosti U_p uz konstantnu struju $i = I$, odgovara naglom otvaranju kontakta, dok ostali zakrivljeni dio odgovara gašenju luka uz konstantan razmak kontakta. Napon U_p je mnogo niži od probojnog napona, koji odgovara jednakom razmaku elektroda, jer je u tom slučaju prostor među kontaktima već prije toga ioniziran kratkotrajnom strujom I koja je u luku tekla za vrijeme otvaranja kontakta.

U posve jednostavnim slučajevima može se umjesto grafičke metode primijeniti analitički postupak za određivanje trajanja luka. Pretpostavimo takav pro-



Sl. 6094. Proračun trajanja luka uz p_A = konst

ces gašenja u kojem je dinamička karakteristika luka predočena vodoravnim pravcem

$$p_A = U_A = \text{konst.},$$

kako pokazuje slika 6094. Ordinate između vodoravnog i kosog pravca označuju u tom slučaju induktivni pad napona

$$p_L = (E - R\,i) - U_A,$$

pa je

$$\frac{1}{p_L} = -\frac{1}{R\,i + (U_A - E)}.$$

Ako uvrstimo taj izraz u jednadžbu (6322), dobivamo

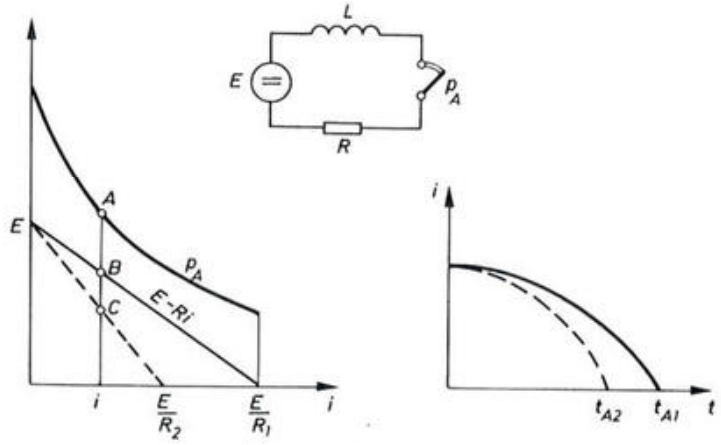
$$t_A = -L \int_I^0 \frac{\mathrm{d}i}{R\,i + (U_A - E)} = +\frac{L}{R} \left| \ln [R\,i + (U_A - E)] \right|_0^I.$$

Kako je $RI = E$, slijedi odavde

$$\left.\begin{aligned} &t_A = \frac{L}{R} \cdot \ln \frac{U_A}{U_A - E} \\ &t_A \to 0 \text{ kad } U_A \to \infty, \\ &t_A \to \infty \text{ kad } U_A \to E. \end{aligned}\right\} \qquad (6323)$$

U tom je, dakle, slučaju trajanje luka proporcionalno vremenskoj konstanti kruga L/R.

Na temelju dijagrama u slici 6095, poznatog iz razmatranja o kriteriju nestabilnosti luka, može se pokazati da i u općenitijem slučaju induktivnoga kruga postoji analogan utjecaj konstante L/R na trajanje luka t_A.



Sl. 6095. Utjecaj konstante L/R na trajanje luka t_A

Da bi veličina t_A bila što manja, mora brzina opadanja struje $|\mathrm{d}i/\mathrm{d}t|$ biti što veća.

a) S *povećanjem otpora* R (od R_1 na R_2) postaje nagib pravca $E - R\,i$ veći, pa se pri nekoj zadanoj vrijednosti struje i točka B spušta u C, a time induk-

tivni pad napona $|p_L| = |L \cdot di/dt|$ raste od iznosa AB na AC. Uz konstantno L postaje, dakle $|di/dt|$ veće.

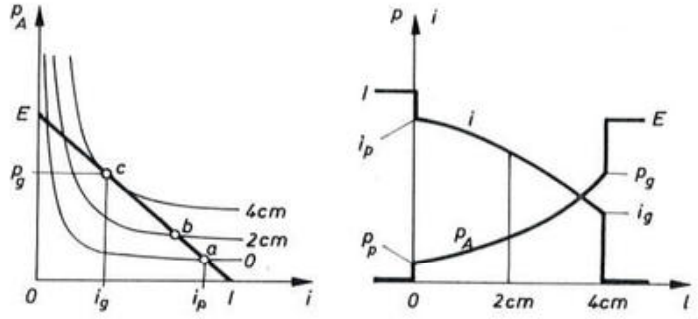
b) Sa *smanjivanjem induktiviteta* L pri konstantnom otporu $R = R_1$ ostaje umnožak $|L \cdot di/dt| = AB$ konstantan, stoga uz manje L postaje $|di/dt|$ veće.

Iz razmatranja a) i b) slijedi da će trajanje luka biti to kraće što je vremenska konstanta kruga L/R manja, te da će se u krugovima s većom konstantom L/R kontakti aparata jače trošiti. Zato aparati istosmjerne struje imaju različite prekidne moći uz različite omjere L/R.

Za aparate sa sporim otvaranjem kontakata treba uzeti u obzir utjecaj rastezanja luka u toku gašenja. Razmotrimo to na primjeru posve omskog kruga (zanemarivši L na slici 6091) za koji vrijedi jednadžba ravnoteže napona

$$p_A = E - R \cdot i, \tag{6324}$$

prikazan kosim pravcem $E \ldots I$ na slici 6096. Po tom se zakonu mijenja napon među kontaktima od 0 do E kad se struja smanjuje od $I = E/R$ do 0. Istodobno



Sl. 6096. Gašenje luka u omskom krugu istosmjerne struje

se statička karakteristika luka penje od donjeg položaja, koji odgovara graničnoj karakteristici ($l = 0$), do gornjega ($l = 4$ cm) u kojem krivulja još samo dodiruje kosi pravac. Uzastopna presjecišta a, b, c predočuju točke stabilnog gorenja luka. Čim razmak kontakata prekorači iznos koji odgovara diralištu c, luk se trenutno ugasi jer više ne postoji dovoljan napon. Zato se promjena struje i napona na dijelu c...E kosog pravca može smatrati trenutnom. To isto vrijedi i za dio I...a na kojem se kontaktni pritisak smanjuje od početne vrijednosti do nule. U desnom dijagramu, koji prikazuje struju i napon kao funkciju razmaka l, pripadaju tim intervalima okomiti dijelovi krivulja. Točki a odgovaraju trenutne vrijednosti struje i napona paljenja luka (i_p, p_p), a točki c struja i napon gašenja (i_g, p_g).

Ako je poznata brzina otvaranja kontakata, tj. funkcija $l(t)$, mogu se na apscisnu os umjesto razmaka l nanositi pripadna vremena t. Uz konstantnu brzinu otvaranja predočuje dijagram na slici 6096. ujedno i vremensku promjenu struje i napona.

Najmanju potrebnu duljinu luka l_g možemo teoretski izračunati tako da odredimo koordinate dirališta krivulje luka s kosim pravcem u posljednjoj slici. Ako međusobno izjednačimo njihove relacije (6088) i (6324), dobivamo kvadratnu jednadžbu

$$\alpha + \beta l + \frac{\gamma + \delta l}{i} = E - R i.$$

rješenje koje daje struje u sjecištima:

$$i_{1,2} = \frac{E - \alpha - \beta l}{2R} \pm \sqrt{\left(\frac{E - \alpha - \beta l}{2R}\right)^2 - \frac{\gamma + \delta l}{R}}.$$

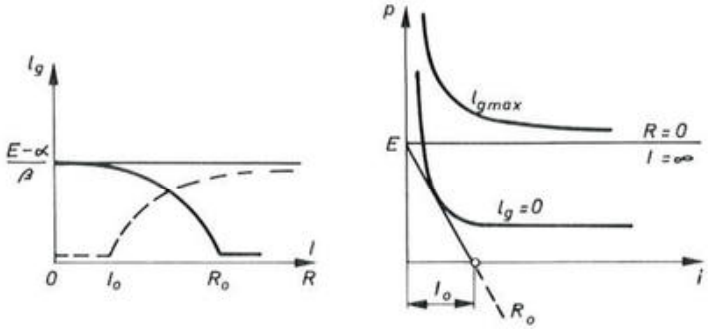
Da bi se u diralištu ($l = l_g$) dobio jednoznačan rezultat ($i_1 = i_2$), mora se poništiti izraz pod korijenom, dakle:

$$\left(\frac{E - \alpha - \beta l_g}{2R}\right)^2 - \frac{\gamma + \delta l_g}{R} = 0.$$

Odavde se dobiva tražena duljina luka u trenutku gašenja

$$l_g = \frac{E - \alpha}{\beta} + \frac{2R\delta}{\beta^2} - \sqrt{\left(\frac{E - \alpha}{\beta} + \frac{2R\delta}{\beta^2}\right)^2 - \frac{(E - \alpha)^2 - 4\gamma R}{\beta^2}}. \qquad (6325)$$

Predznak »minus« ispred korijena (umjesto dva alternativna predznaka) odabran je zato što maksimalna vrijednost l_g ne može prekoračiti iznos $(E - \alpha)/\beta$. To izlazi iz jednostavnog razmatranja na temelju slike 6097. Puna krivulja u lijevom



Sl. 6097. Duljina luka u trenutku gašenja

dijagramu predočuje funkciju $l_g(R)$ definiranu jednadžbom (6325). Ako se na apscisnu os umjesto otpora R nanese početna struja prekidanja $I = E/R$, dobije se isprekidana krivulja $l_g(I)$. Maksimalna duljina gašenja $l_{g\,\max}$ odgovara slučaju $R = 0$, odnosno $I = \infty$. Tada karakteristika mreže $E - iR$ postaje vodoravni pravac, prikazan u desnom dijagramu, dok je krivulja $l_{g\,\max}$ pripadna karakteristika luka koja se s njime dodiruje u beskonačnosti. Uvrstimo li koordinate dirališta $p_A = E$, $i = \infty$ u karakteristiku luka (6088), dobivamo $E = \alpha + \beta l_{g\,\max}$, odnosno

$$l_{g\,\max} = \frac{E - \alpha}{\beta}. \qquad (6326)$$

Isti rezultat slijedi iz formule (6325) uz $R = 0$.

Minimalna duljina gašenja $l_g \approx 0$ odgovara slučaju kada se granična karakteristika luka $l_g \approx 0$ dodiruje s pripadnim kosim pravcem $E - iR_0$ koji apscisnu os siječe u točki $i = I_0$. Da bi se postiglo $l_g \approx 0$, mora prema jednadžbi (6325) i razlomak pod korijenom biti jednak nuli, dakle:

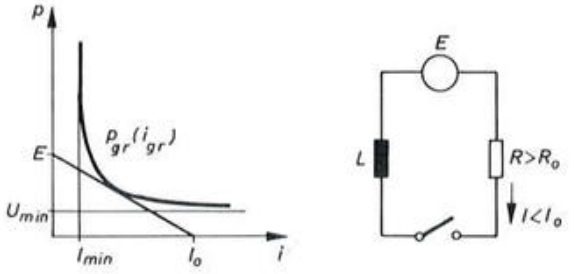
$$R_0 = \frac{(E - \alpha)^2}{4\gamma}, \qquad (6326)$$

odnosno

$$I_0 = \frac{E}{R_0} = \frac{4\gamma E}{(E-\alpha)^2}. \tag{6327}$$

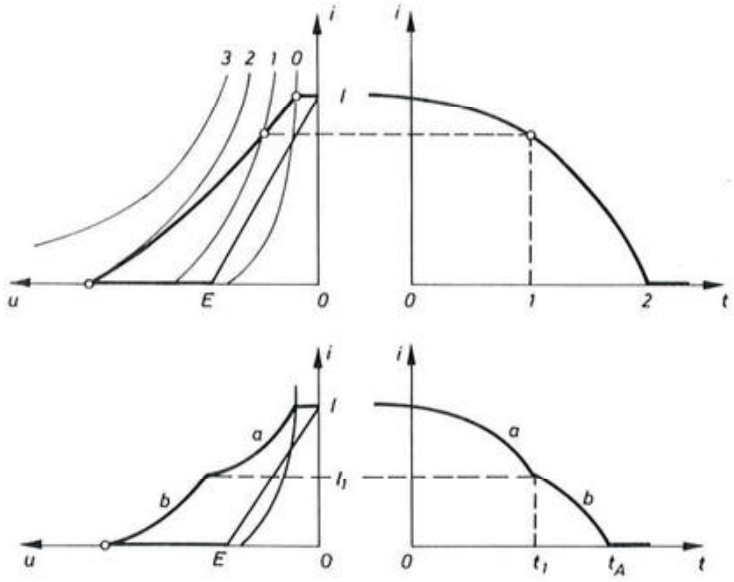
Ako je otpor u krugu veći od R_0 (početna struja manja od I_0), ne može u omskom krugu uopće nastati luk. U induktivnom će se krugu zbog elektromagnetske tromosti pojaviti iskra, tj. nestabilan luk prolaznoga karaktera.

Tim se razmatranjem dolazi do nove fizikalne interpretacije *granične karakteristike*. Ona se može definirati kao crta koja odvaja područje lučnog prekidanja od područja bezlučnoga. Koordinate točaka ispod granične karakteristike određuju one napone i struje uz koje se ne može razviti stabilan luk. Prema tome postoji mogućnost da se strujni krug prekine bez pojave luka uz ma kako malen razmak među kontaktima ako je kosi pravac mrežne karakteristike $E - R\,i$ ispod granične karakteristike luka $p_{gr}(i_{gr})$. Uvjete takva prekidanja prikazuje slika 6098.



Sl. 6098. Prekidanje bez pojave luka

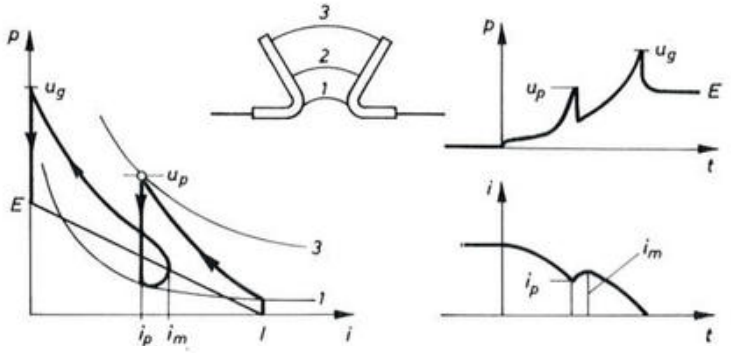
Posebno valja napomenuti da se uz vrlo niske napone $E < U_{\min}$ mogu bez luka prekidati po volji velike struje, a da se vrlo male struje $I < I_{\min}$ mogu prekinuti bez luka bilo uz koji napon $E < 200 \ldots 250$ V. Ako elektromotorna sila prekorači te vrijednosti, može se prolazni luk pojaviti također uz struje koje su manje od $I_{\min}$ [2, str. 310]. Kad oba kontakta nisu od jednaka materijala, određeno je $U_{\min}$ uglavnom materijalom katode, a $I_{\min}$ materijalom anode.



Sl. 6099. Gašenje luka promjenljive duljine u induktivnom krugu

Na primjeru slike 6093. opisali smo gašenje luka konstantne duljine u induktivnom krugu kada se kontakti trenutno otvaraju na konačan razmak. Razmotrimo sada sporo otvaranje kontakata koji se kreću za čitavo vrijeme gašenja. Radi jednostavnijeg prikazivanja pretpostavimo jednoliku i dovoljno malu brzinu otvaranja ($v < 20$ cm/s) da bi se luk mogao u svakom trenutku prilagoditi statičkoj karakteristici koja odgovara tom razmaku elektroda. Promjene struje i napona u sistemu $i - u$, odnosno $i - t$, prikazuju debelo izvučene krivulje u gornjem dijelu slike 6099. Linije 0, 1, 2... predočuju statičke karakteristike luka duljine $l = 0, 1, 2 \ldots$ za uzastopne položaje kontakata u trenucima $t = 0, 1, 2 \ldots$

Donji dio slike odgovara prilikama brzog otvaranja kada kontakti dostignu krajnji položaj prije nego što se luk ugasi, tj. već u času t_1. Tu fazu varijabilne duljine luka predočuje krivulja a. Preostali dio pojave uz konstantan razmak elektroda odvija se po krivulji b sve do trenutka gašenja t_A.



Sl. 6100. Pojave pri gašenju luka među kontaktnim rogovima

Slika 6100. prikazuje gašenje luka među kontaktnim rogovima. U času otvaranja nastaje luk na mjestu 1, ali se pod utjecajem ugrijana zraka i vlastitog magnetskog polja penje prema krajevima (položaji 2 i 3). Statičke karakteristike 1 i 3 u dijagramu $p - i$ odgovaraju njegovu početnom i krajnjem položaju. Zbog sve veće duljine luka raste i napon među rogovima po debelo izvučenoj krivulji do neke kritične vrijednosti u_p.

Ako je napon u_p viši od probojne čvrstoće rogova na najužem mjestu, dolazi do ponovnog paljenja luka 1 i gašenja luka 3, jer kraći luk odmah preuzima preostalu struju i_p. Pri tome se napon rogova trenutno snizi na odgovarajuću vrijednost karakteristike 1. Ako je ta vrijednost ispod kosog pravca $E - R\,i$, tj. u stabilnom području luka, počinje struja opet rasti. Zbog kretanja luka raste istodobno i njegov napon. Zato će u točki i_m krivulja presjeći kosi pravac i prijeći u labilno područje, što uzrokuje ponovno opadanje struje. Pretpostavimo li da je u međuvremenu probojna čvrstoća dovoljno porasla, luk će se konačno ugasiti uz napon u_g.

Kao što vidimo, ponovno se paljenje luka očituje kao petlja u krivulji $p(i)$. Vremenske promjene napona i struje prikazuje dijagram u desnom dijelu slike 6100.

66. SNAGA I ENERGIJA ELEKTRIČNOG LUKA PRI UKLAPANJU I PREKIDANJU

Snaga P_A i energija W_A, koja se gorenjem luka pretvara u toplinu, ovisi o padu napona u luku p_A, njegovoj struji i i trajanju t_A:

$$\left.\begin{aligned} P_A &= p_A \cdot i \\ W_A &= \int_0^{t_A} p_A\, i\, \mathrm{d}t. \end{aligned}\right\} \tag{6328}$$

Razvijena toplina može uzrokovati velika termička i mehanička naprezanja: nagaranje i zavarivanje kontakata, oštećenje izolacije, unutrašnje pritiske zbog rastvaranja tekućina i zagrijanja plinova itd. Stoga treba prikladnom konstrukcijom aparata energiju luka svesti na najmanju moguću mjeru.

661. Energija uklapanja

Pri naponima manjim od 300 V može se uklapanje prema tablici 413. izvesti bez luka ako zbog vrlo naglog porasta struje ne dođe do isparivanja istaknutih uskih kontaktnih mjesta u času prvog dodira. Pri višim naponima nastaje luk u času kad se kontakti približe na probojni razmak a. Ako je v_u srednja brzina kretanja kontakta, trajanje luka iznosi

$$t_A = \frac{a}{v_u}, \tag{6329}$$

dok se njegova duljina mijenja po zakonu

$$l = a - v_u t. \tag{6330}$$

Prema tome je ukupna energija luka pri uklapanju

$$W_{Au} = \int_0 E_A\, l\, i\, \mathrm{d}t = \int^{a/v_u} E_A (a - v_u t)\, i\, \mathrm{d}t. \tag{6331}$$

Kako se na jakost struje praktički ne može utjecati konstrukcijom aparata, izlazi iz jednadžbe (6331) da za ograničenje energije luka treba što više povećati brzinu uklapanja v_u te smanjiti probojni razmak a i gradijent luka E_A.

Probojni razmak zavisi od medija u kojem se luk razvija. U ulju se, s obzirom na veću probojnu čvrstoću, postiže oko pet puta manji probojni razmak nego u zraku.

Gradijent luka ima prema podacima tablice 6039. najmanju vrijednost kada luk slobodno gori u mirnom mediju. Iz tog se razloga često primjenjuje otvorena izvedba zračnih uklopnih kontakata. Ako su kontakti u zatvorenoj komori uvijek nastaje strujanje koje povisuje napon luka.

U krugovima izmjenične struje frekvencije f treba trajanje luka ograničiti na manje od jedne četvrtine periode, tj. na iznos

$$t_{Au} \ll \frac{1}{4f}. \tag{6332}$$

Taj je uvjet važan pri uklapanju na kratki spoj. Njime se postiže da uklapanje bude završeno prije nego što struja poraste na vrijednost udarne struje kratkog spoja. Iz jednadžbi (6329) i (6332) slijedi uvjet za brzinu uklapanja

$$v_u \gg 4af \tag{6333}$$

$$(v_u \ldots \text{m/s},\ a \ldots \text{m},\ f \ldots \text{Hz}).$$

U praksi su prilike uklapanja često otežane pojavom *odskakivanja* kontakata, što produžuje trajanje luka i povećava njihovo nagaranje.

662. Energija prekidanja

Ta operacija, s obzirom na veličinu energije luka, uzrokuje mnogo teže konstruktivne probleme nego uklapanje. Gubici snage za vrijeme prekidanja mogu biti oko milijun puta veći od gubitaka normalnog pogona. Zato je razumljivo da trajanje luka treba što više skratiti.

Energetske su prilike pri gašenju luka različite, već prema tome radi li se o istosmjernoj ili izmjeničnoj struji. Pretpostavimo da se prekidanje vrši u induktivnom strujnom krugu. Uvjet ravnoteže napona određen je relacijom

$$u = R\,i + L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} + p_A$$

iz koje slijedi

$$p_A\,i\,\mathrm{d}t = (u - R\,i)\,i\,\mathrm{d}t - L\,i\,\mathrm{d}i. \tag{6334}$$

Za krugove *istosmjerne* struje je $u = U = \text{konst.}$, dok se struja od početne vrijednosti I smanjuje na nulu. Iz jednadžbe (6334) izlazi za taj slučaj ukupna energija luka

$$W_A = \int_0^{t_A} (U - R\,i)\,i\,\mathrm{d}t - L\int_I^0 i\,\mathrm{d}i = W_g + \frac{L\,I^2}{2}. \tag{6335}$$

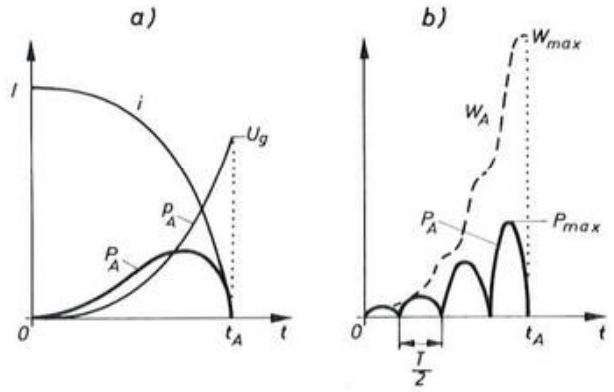
Vidimo da se u istosmjernom luku osim energije W_g, koju generator šalje u luk za vrijeme prekidanja, poništava i akumulirana magnetska energija. Ukupna je energija W_A teoretski u granicama između jednostruke i dvostruke magnetske energije.

Za krugove *izmjenične* struje je $u = U \sin(\omega t + \psi)$, stoga struja na krajevima svakog poluvala prolazi kroz nulu. Iz jednadžbe (6334) slijedi da svaki poluval struje proizvodi u luku energiju

Pri tome je $\frac{T}{2} = \frac{1}{2f}$ trajanje jedne poluperiode, a W_{gp} energija koju generator u tom intervalu šalje u luk.

Vidimo da je gašenje izmjeničnog luka znatno olakšano jer se u njemu ne oslobađa akumulirana magnetska energija.

Vremenski dijagram snage i energije luka za oba navedena slučaja prikazuje slika 6101. Pri izmjeničnoj struji rastu amplitude u krivulji snage P_A zato što sa sve većim razmakom kontakata i jačanjem procesa deionizacije raste i napon luka.



Sl. 6101. Snaga i energija luka:
a) istosmjerna struja, b) izmjenična

Mehaničko naprezanje zbog pritiska plinova, koji nastaju djelovanjem topline luka, ovisi o konstrukciji aparata. U zatvorenih sistema, kao što su uljni prekidači, ostaje sav ugrijani plin akumuliran u aparatu, zato je za mehaničko naprezanje mjerodavan maksimum krivulje energije W_{max}. U otvorenih sistema, poput ekspanzijskih i pneumatskih prekidača, događa se većinom da plinovi, ugrijani u toku jedne poluperiode, izađu iz aparata do početka idućeg poluvala. Zato je u takvih sistema mehaničko naprezanje određeno maksimumom krivulje snage P_{max}.

Spomenuli smo da je pri istosmjernoj struji energija luka između jednostruke i dvostruke vrijednosti magnetske energije. To se razabire ako se u jednadžbu (6328)

$$W_A = \int_0^{t_A} p_A \, i \, \mathrm{d}t$$

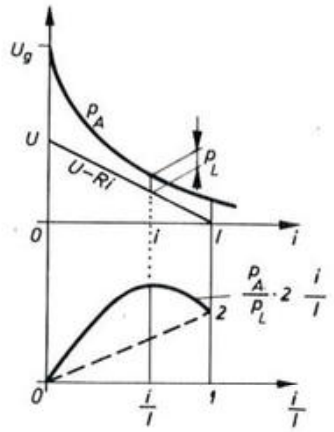
uvrsti veličina

$$\mathrm{d}t = L \cdot \frac{\mathrm{d}i}{\Delta u}$$

prema relaciji (6320). Na taj se način dobiva

$$W_A = L \int_I^0 \frac{p_A}{\Delta u} \, i \, \mathrm{d}i = \frac{L I^2}{2} \int_0^1 \frac{p_A}{\Delta u} \cdot 2 \frac{i}{I} \cdot \mathrm{d}\left(\frac{i}{I}\right). \qquad (6337)$$

Integral desne strane predočen je površinom ispod krivulje na slici 6102, koja se dobiva na temelju lučne karakteristike na slici 6092. Vrijednost je integrala između 1 i 2, te predstavlja konstantu aparata ovisnu o njegovoj konstrukciji.



Sl. 6102. Proračun energije luka u krugu istosmjerne struje

Za moderne je prekidače

$$W_{A=} = (1{,}2 \ldots 1{,}6) \cdot \frac{L I^2}{2}. \tag{6338}$$

Za bolje upoznavanje energetske bilance prekidanja mogu poslužiti podaci tablice 6103. o utrošku energije luka u normalnom uljnom prekidaču [3, str. 110].

Tabl. 6103. Utrošak energije u uljnom prekidaču

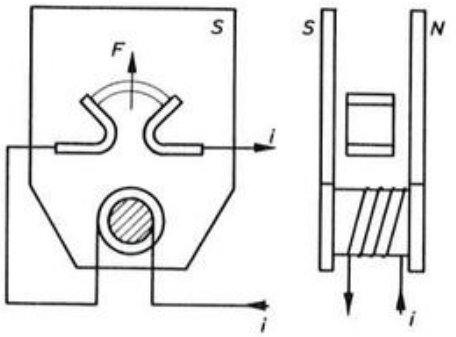
%	Način trošenja energije
7	toplina kontakata
11	gubici isijavanja i vođenja
9	ugrijavanje i isparivanje ulja
28	rastvaranje ulja
3	ekspanzija plinova
39	ugrijavanje plinova
3	disocijacija vodika
100	energija luka

67. NAČELNE RAZLIKE IZMEĐU PREKIDANJA ISTOSMJERNE I IZMJENIČNE STRUJE

Kad smo razmatrali energetske prilike u točki 662, vidjeli smo da u slučaju *istosmjerne struje* treba u luku poništiti mnogo veću energiju nego ako je struja izmjenična. Stoga se na osnovi relacija (6328) i (6338)

$$W_{A=} = \int_0^{t_A} p_A\, i\, \mathrm{d}t = (1{,}2 \ldots 1{,}6)\frac{L I^2}{2}$$

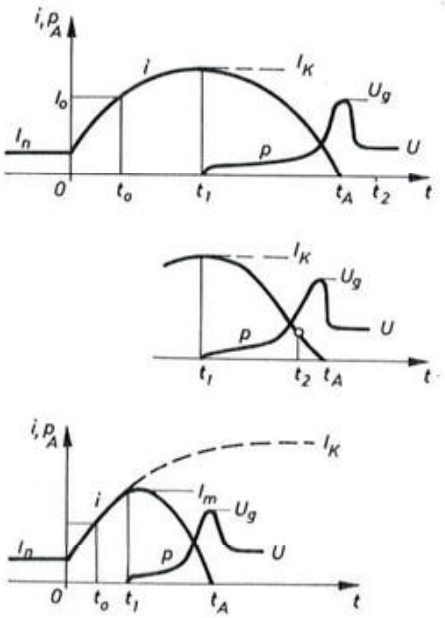
može lako zaključiti da je prekidanje istosmjernih krugova moguće samo uz relativno visoke napone luka p_A. To se postiže velikim kontaktnim razmacima i produljivanjem luka pomoću magnetskog polja koje ga djelovanjem elektrodinamičke sile F tjera okomito na silnice i na smjer struje, kako pokazuje slika 6104. Ako je luk dulji, jače je hlađenje, što zajednički povećava njegov otpor.



Sl. 6104. Produljivanje i gašenje luka pomoću magnetskog polja

Vidjeli smo da pri tome mogu nastati visoki prenaponi u krugu zbog velikih vrijednosti napona gašenja U_g. Uz manje se razmake, doduše, mogu postići manji naponi, ali na račun duljeg trajanja luka. Slika (6092) pokazuje da je smanjivanje napona U_g ograničeno uvjetom nestabilnosti $p_L < 0$ prema kojem karakteristika luka mora biti iznad pravca $U - R\,i$.

Ako nastane kratki spoj, struja raste na vrijednost $I = I_k$, te magnetska energija kruga može poprimiti vrlo velike iznose $L I_k^2/2$. Za takve krugove treba upotrijebiti posebne *ultrabrze prekidače*. Zbog male mehaničke tromosti i intenzivnoga gašenja takvih aparata prekida se struja već za nekoliko milisekundi, tj. prije nego što je narasla na vrijednost kratkospojne struje I_k. Ultrabrzi se prekidači naročito upotrebljavaju u električnoj vuči i valjaoničkim pogonima.



Sl. 6105. Dijagrami prekidanja kratkog spoja pomoću običnih i ultrabrzih prekidača za istosmjernu struju

Slika 6105. prikazuje prekidanje kratkog spoja u krugu istosmjerne struje. Dva gornja dijagrama odgovaraju običnim prekidačima, a donji ultrabrzome. Krivulja i označuje struju, a p_A napon prekidača. Vrijeme t_0 označuje čas kad je aparat dobio impuls za prekidanje pod utjecajem struje I_0 udešene na skali okidača. Čas t_1 odgovara početku kretanja kontakata, a t_2 svršetku, dok je t_A čas gašenja luka. Gornji dijagram odgovara slučaju $t_A < t_2$, u kojem se luk gasi prije nego što su kontakti postigli pun razmak. U primjeru srednjeg dijagrama je $t_A > t_2$, što znači da su se kontakti potpuno otvorili prije nego se luk ugasio. U oba je slučaja struja postigla vrijednost I_k. Donji dijagram pokazuje da je maksimalna vrijednost struje pri ultrabrzom prekidanju $I_m < I_k$, čime je smanjena i energija luka.

Iz uvjeta ravnoteže napona također izlazi da za gašenje istosmjerne struje treba produljivati luk. Taj nas je uvjet doveo do kriterija nestabilnosti, prema kojem karakteristika luka mora biti iznad pravca $U - R\,i$. Ako je R_A otpor luka, možemo taj kriterij pisati u obliku

$$p_A = R_A \cdot i > U - R \cdot i, \tag{6339}$$

odnosno

$$R_A > \frac{U}{i} - R. \tag{6340}$$

Ta relacija pokazuje da se struja i može smanjivati samo neprestanim povećavanjem otpora luka R_A. Zato je potrebno razmotriti o kojim je činiocima taj otpor ovisan.

Ako stupac luka ima duljinu l i promjer d, odnosno kružni presjek

$$S = \frac{d^2\pi}{4},$$

može se pomoću specifičnog otpora prema relaciji (6076) odrediti njegov otpor

$$R_A = \varrho_A \cdot \frac{l}{S} = \frac{4}{\pi q} \cdot \frac{l}{N_e b_e d^2}. \tag{6341}$$

Luk će se ugasiti čim njegov otpor, prema relaciji (6340), prekorači kritičnu vrijednost

$$R_{Ag} = \frac{U}{i_g} - R.$$

Ovdje je i_g struja gašenja koja prema slici 6096. pripada diralištu karakteristike luka i karakteristike mreže. Jednadžba (6341) pokazuje da se povećanje otpora luka može postići tako da se poveća njegova duljina l, smanji gustoća elektrona N_e (deionizacijom) i promjer luka d. Gustoća se elektrona smanjuje s porastom duljine luka i prisilnim hlađenjem, koje ujedno smanjuje i promjer luka.

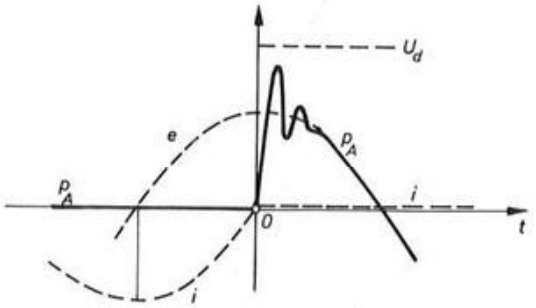
Pri prekidanju *izmjenične struje* razvija se u luku mnogo manja energija koja se, analogno jednadžbama (6328) i (6336), može pisati u obliku

$$W_{A\sim} = \int_0^{t_A} p_A\, i\, \mathrm{d}t = \int_0^{t_A} (u - i\,R)\, i\, \mathrm{d}t. \tag{6342}$$

Ako se smanjuje napon luka ta se energija može po volji smanjiti. U idealnom slučaju ($p_A = 0$) bilo bi i $W_{A\sim} = 0$, te bi se sva energija generatora $\int_0^{t_A} u\,i\,dt$ utrošila kao toplina $\int_0^{t_A} i^2 R\,dt$ u otporu R izvan prekidača.

U konstrukciji aparata za ismjeničnu struju upravo se želi što više smanjiti otpor luka R_A i njegov napon p_A. Svrha tih aparata nije u tome da prisilno gase luk, već da nakon prirodnog prolaza sinusne struje kroz nulu *spriječe ponovno paljenje.*

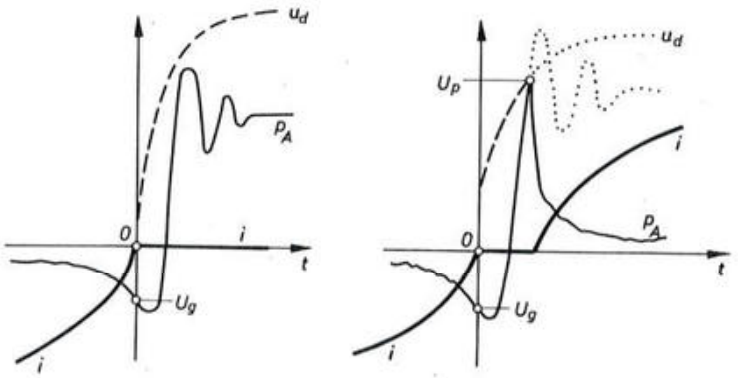
Idealnim prekidačem nazivamo aparat koji ne utječe na prirodni oblik struje prije njezina prolaza kroz nulu i na oblik povratnog napona nakon prekida struje. Njegov se otpor u času prekida struje trenutno mijenja od vrijednosti $R_A = 0$ na vrijednost $R_A = \infty$, a probojni napon među njegovim kontaktima od vrijednosti $u_d = 0$ na vrijednost $u_d = U_d$. Dijagram prekidanja takva aparata prikazuje slika 6106. Vidimo da je njegov napon p_A do časa prekidanja jednak nuli, kada prelazi u oblik povratnog napona. Djelovanje idealnog prekidača moglo di se teoretski postići tako da aparat bude zatvoren do prolaza struje kroz nulu, a u tom času da se trenutno otvori na potreban razmak (»sinhroni prekidač«). Tada se luk ne bi uopće pojavio.



Sl. 6106. Dijagram prekidanja idealnog prekidača izmjenične struje

Otvaranje kontakta i deionizacija počinju u praksi prije konačnog prekida struje, te probojni napon u_d postepeno raste na svoju najvišu vrijednost.

Prema Slepianu [41, str. 1398] za uspješno je prekidanje potreban tako brz porast probojnog napona da njegova krivulja bude neprestano iznad krivulje povratnog napona p_A. Ako, naprotiv, krivulja p_A dostigne krivulju u_d, luk se



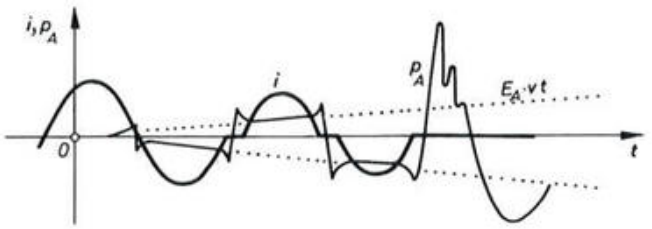
Sl. 6107. Dijagrami prekidanja izmjenične struje

ponovno pali. Oba su ta slučaja prikazana dijagramima na slici 6102. Da bi probojna čvrstoća pravovremeno postigla potrebnu vrijednost, mora kod stvarnih prekidača deionizacija započeti prije prolaza struje kroz nulu. Zato se ni napon luka ne može po volji smanjiti.

Ako gašenje luka traje nekoliko poluperioda, raste njegov napon od jednog do drugog poluvala zbog sve većeg razmaka među kontaktima i sve jače deionizacije. Taj se porast može grubo aproksimirati linearnom relacijom

$$p_A = E_A v t, \tag{6343}$$

gdje je E_A gradijent luka prema tablici (6039), a v srednja brzina otvaranja kontakata. Grafički prikaz struje i napona predočuje oscilogram na slici 6108.



Sl. 6108. Oscilogram gašenja luka koji traje nekoliko poluperioda

Napon luka većinom raste brže nego linearno, što se može prikazati relacijom

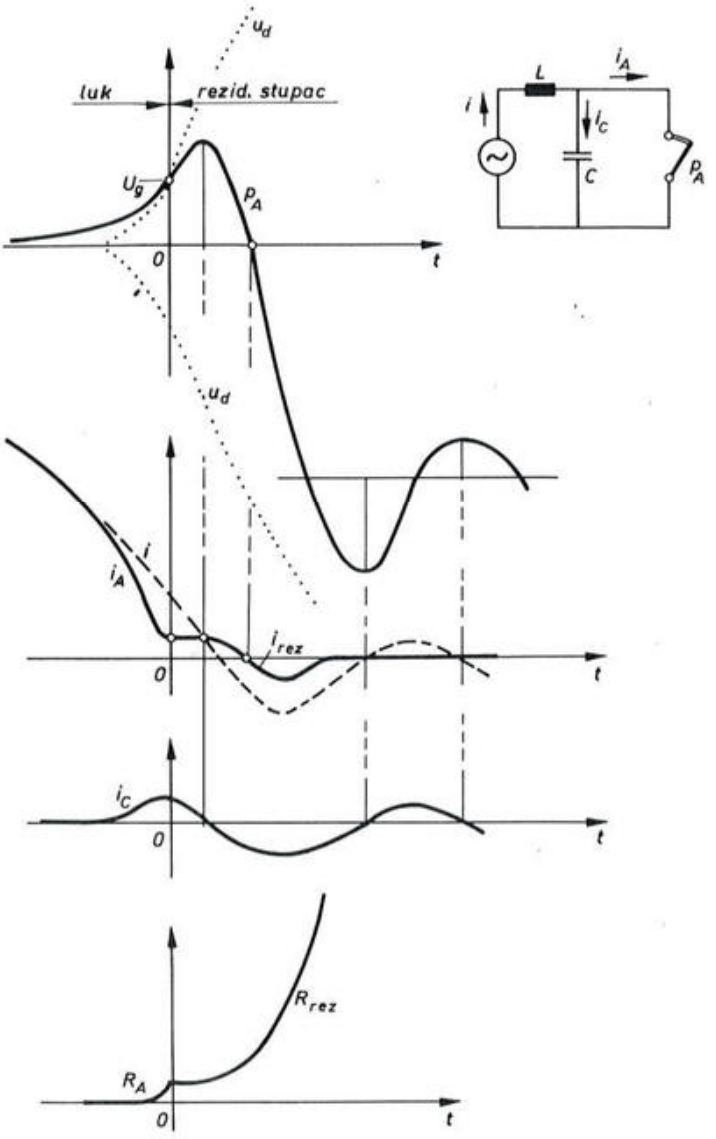
$$p_A = \frac{E_A}{m}(e^{v m t} - 1) \approx E_A \cdot v\left(t + \frac{m v}{2} \cdot t^2\right). \tag{6344}$$

Iz dijagrama na slici 6108. vidimo da luk zbog premalene struje u blizini nul-točke postaje nestabilan, te se gasi nešto prije od prirodnog prolaza struje kroz nulu. Na taj način nastaju na krajevima svakog poluvala kratki prekidi bez dovoda energije koji znatno olakšavaju deionizaciju. Da se vrijeme prekidanja što više skrati, treba proces deionizacije umjetno pojačati prikladnom konstrukcijom lučnih komora.

Slepianova »*teorija utrke*« probojnog i povratnog napona prema slici 6107. samo je gruba aproksimacija stvarnih procesa koji uzrokuju gašenje ili ponovno paljenje luka. Ona se osniva na predodžbi da je među kontaktima u času prekida struje dielektrik zanemarivo male vodljivosti. Ponovno paljenje luka počinje prema toj teoriji trenutnim električnim probojem u obliku iskre. Stvarne su pojave, međutim, mnogo složenije. Zbog termičke tromosti zadržava plazma još i kratko vrijeme nakon gašenja određenu vodljivost, stoga kroz preostali stupac ugašenog luka prolazi tzv. *rezidualna struja*. Ona traje samo 10 – 1 000 mikrosekundi i dostiže nekoliko promila vrijednosti isklopne struje [14, str. 148 – 150].

Na slikama 6057. i 6107. prikazano je kako da se napon gašenja U_g pojavljuje u nul-točki struje. Takva aproksimacija nije u skladu s omskim karakterom ioniziranog plinskog medija, zbog kojeg se nul-točke struje i napona među kontaktima moraju vremenski podudarati.

Slika 6109. točnije prikazuje strujne i naponske prilike u kratkom intervalu neposredno prije i poslije gašenja luka. Krivulja i_A prikazuje struju luka. Ona



Sl. 6109. Rezidualna struja u oscilogramu prekidanja

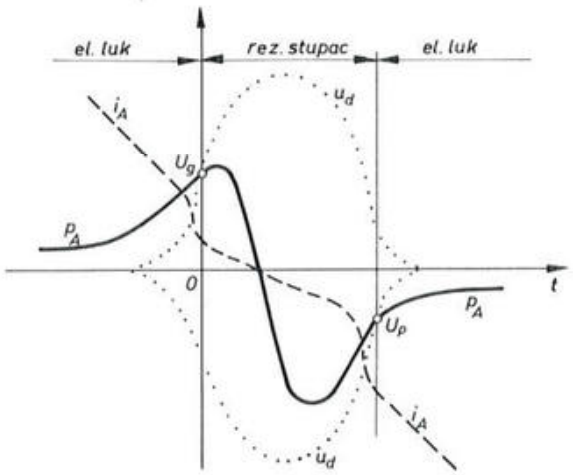
u času gašenja $t = 0$ prelazi u rezidualnu struju i_{rez} koja je u fazi s povratnim naponom p_A:

$$i_A = \frac{p_A}{R_A}, \qquad i_{rez} = \frac{p_A}{R_{rez}}.$$

Struja i_c u porednom kapacitetu C proporcionalna je vremenskoj derivaciji napona p_A:

$$i_c = \frac{\mathrm{d}q_c}{\mathrm{d}t} = C \cdot \frac{\mathrm{d}p_A}{\mathrm{d}t}.$$

Rezidualni otpor stupca R_{rez} raste u normalnom slučaju veoma brzo i time ograničava trajanje struje i_{rez}. Može se, međutim, dogoditi da se stupac počinje zbog rezidualne struje sve jače ugrijavati, što mu povećava vodljivost i konačno uzrokuje ponovno paljenje luka. Takav »termički proboj« može nastati tako naglo da se gotovo i ne razlikuje od prije opisanog električnog proboja, no ponekad taj proces traje i dulje od jedne milisekunde [40, str. 37]. To se vidi iz oscilograma napona među kontaktima, koji se u takvu slučaju postepeno smanjuje i tek nakon 1 ms postiže vrijednost normalnog napona luka. Shematski prikaz ponovnog paljenja luka na principu termičkog proboja prikazuje slika 6110.



Sl. 6110. Ponovno paljenje luka izazvano termičkim procesima u rezidualnom stupcu

Njegov se mehanizam može protumačiti samo »utrkom« između topline koju je struja proizvela i topline koja je hlađenjem odvedena, a u skladu s dinamičkom teorijom luka.

Eksperimentalno istraživanje pojava u vezi s rezidualnom vodljivošću veoma je otežano zato što za oscilografsko snimanje treba u istom strujnom krugu mjeriti velike struje od nekoliko tisuća ampera i male kratkotrajne struje od samo nekoliko ampera. Za to se upotrebljavaju posebni mjerni transformatori s prstenastom jezgrom od vrlo permeabilnog materijala, kojemu krivulja magnetiziranja ima gotovo pravokutno koljeno, tj. veoma oštar prijelaz u zasićeno područje. Na taj se način male rezidualne struje prenose na oscilograf u mnogo većem mjerilu nego struje luka. Druge se metode služe bezinduktivnim visokostrujnim mjernim šantovima (shunt).

Slepianova teorija šutke pretpostavlja da su povratni i probojni napon dvije međusobno neovisne veličine, od kojih je prva određena isključivo parametrima strujnoga kruga, a druga isključivo konstrukcijom prekidača i strujom koja je prije toga tekla u luku. U stvarnosti, međutim, postoji veoma složeno *uzajamno djelovanje (interakcija)* između mreže i prekidača. Prekidač mijenja oblik povatnog napona svojim naponom luka, rezidualnom vodljivošću i eventualno prigrađenim porednim otporom. Mreža utječe svojim povratnim naponom na ugrijavanje rezidualnog stupca, a time i na promjenu njegove dielektrične čvrstoće.

Da bi se definirale karateristike prekidača i utvrdili uvjeti ispitivanja, potrebno je odrediti svojstva ispitnoga kruga, među koja pripada i povratni napon. Budući da je krivulja tog napona, koja se dobiva oscilografskim snimanjem za

vrijeme prekidanja, deformirana utjecajem prekidača, uveden je za potrebe standardizacije pojam tzv. *prirodnog povratnog napona*, koji je određen isključivo parametrima ispitnoga kruga. To je napon koji bi se pojavio na stezaljkama idealnoga sinhronog prekidača bez napona luka, rezidualne vodljivosti i porednog otpora (v. sl. 6106). Takvo se rješenje u praksi pokazalo dobrim i korisnim, iako ni ono nije teoretski posve opravdano. S obzirom na pojave interakcije mogu se, naime, ispitni krugovi jednoznačno karakterizirati samo točnom električnom shemom sa svim koncentriranim i raspodijeljenim impedancijama (induktivitetima, kapacitetima, otporima, vodovima itd.) i njihovim rasporedom, uzevši u obzir i one koje potječu od priključenih mjernih transformatora, zaštitnih uređaja, provodnika, sabirnica itd. Zato se ispitni krugovi različita sastava, makar imali jednake prirodne povratne napone, ne mogu smatrati ekvivalentnima, jer će im deformacije povratnog napona izazvane istim prekidačem biti različite. Ako ispitujemo aparat u dva različita kruga, možemo, štoviše, naići na slučaj da stvarno snimljeni povratni napon bude niži u onom krugu koji ima viši prirodni povratni napon [40, str. 36].

7. TEHNIKA UKLAPANJA I PREKIDANJA STRUJE

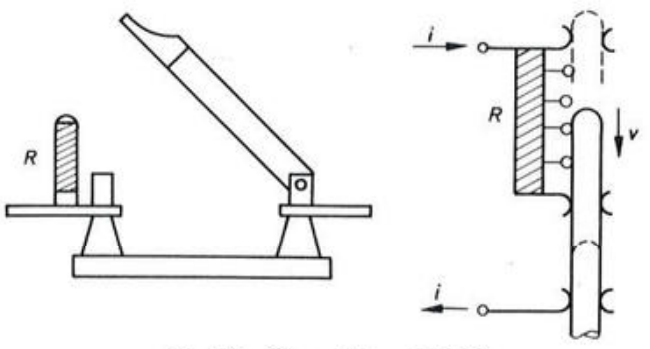
Već je u uvodu spomenuto da se gotovo sve suvremene konstrukcije aparata za prekidanje struje svode na takozvane lučne aparate. Njihova se funkcija osniva na činjenici da se razdvajanjem kontakata u strujnom krugu općenito ne može postići trenutni prekid struje. Dovoljna je neka minimalna vrijednost struje i napona, koja prema tablici 6035. iznosi dio ampera, odnosno desetak volta, pa da među kontaktima nastane vodljivi most u obliku električnog luka. Gašenje nastaje, tek pri određenoj duljini luka koja zavisi od parametara kruga (elektromotorne sile, impedancijâ) i od fizikalnih uvjeta u lučnoj komori. Među te uvjete pripadaju sastav i tlak ioniziranog plina u kojem gori luk, materijal elektroda, brzina i način strujanja plina, utjecaj magnetskih polja, stijenke lučne komore itd.

71. O PRINCIPIMA BEZLUČNOG I BESKONTAKTNOG SKLAPANJA

Neki nastoje da se i u tehnici jake struje za sklapanje strujnih krugova primijene razni načini bez pojave luka, ali se njima zasad nisu još mogla postići za praksu prihvatljiva rješenja.

Kao prvi pokušaj ostvarenja bezlučnog sklapanja valja spomenuti otporske prekidače koji teoretski omogućuju kontrolirano prekidanje krugova jednosmjerne struje bez opasnih prenapona. Tehnička izvedba odgovarajućih otpornika, koje treba kontinuirano i dovoljno brzo uključivati u strujni krug, vrlo je složena i neekonomična.

Slika 701. prikazuje dva načelna rješenja takvih aparata. U lijevom dijelu slike aparat je izveden poput rastavljača s pretkontaktom R od materijala velikog specifičnog otpora, po kojem klizi vrh glavnog noža. Prilikom isklapanja uključuje



Sl. 701. Otporski prekidači

se otpor R u strujni krug i time smanjuje struja. Desni dio predočuje aparat kojemu se kontaktni svornik kreće u aksijalnom smjeru brzinom v i pri tome uključuje u krug pojedine stepene otpornika R. Da bi se spriječila pojava luka pri prelazu s jednog stepena na drugi, treba napon po stepenu ograničiti na 25 – 50 V. To znači da bi za sklopku napona 10 kV trebalo napraviti najmanje 200 stepena. Neki pak predlažu da se za otpornike R upotrijebi materijal s velikim pozitivnim temperaturnim koeficijentom α. Povećanje otpora zbog Jouleove topline pojačava redukciju isklopne struje. Otpornik od željeznih elemenata ima $\alpha \approx 4{,}6 \cdot 10^{-3}/°C$, te mu se otpor pri nadtemperaturi od 1 000°C poveća na 5,6-struki iznos. Račun pokazuje [25] da je za redukciju struje od 200 na 20 A pri nazivnom naponu 380 V potrebno pet stepena, a da pri višim naponima taj broj naglo raste.

Drugo su rješenje tzv. sinhroni prekidači za izmjeničnu struju. To su fazno ovisni prekidači kojima se kontakti otvaraju u prvoj prirodnoj nul-točki struje nakon isklopne komande, i to takvom brzinom da im probojni napon bude neprestano veći od prekidnoga. Ostvarenje takva aparata nailazi na niz teškoća, jer treba i u slučaju nesimetrične struje kratkog spoja unaprijed odrediti čas njezine prirodne nul-točke te postići veliku mehaničku preciznost i golemu brzinu otvaranja. Za ilustraciju može poslužiti ovaj podatak:

Da se među kontaktima ne prekorači naprezanje $E_p = 30$ kV/cm, treba pri strmini prekidnog napona $s = 300$ V/μs postići brzinu otvaranja

$$v = \frac{s}{E_p} = 100 \text{ m/s}.$$

Za postizanje takve brzine u vremenu $t = 10\,\mu$s nakon početka otvaranja potrebna je akceleracija

$$a = \frac{v}{t} = 10^7 \text{ m/s}^2.$$

To znači da je već za pokretanje vrlo lakih kontakata mase $m = 10$ g potrebna velika sila

$$F = m \cdot a = 10^4 \text{ kp}.$$

Sve to zahtijeva vrlo složene i skupe konstrukcije. Da bi se postiglo otvaranje kontakata u nul-točki struje, treba impuls za isklapanje dovesti toliko prije koliko iznosi vrijeme otvaranja T_0 uvjetovano tromošću pojedinih organa. Dijagram struje na slici 702. pokazuje da u času impulsa t_i mora biti

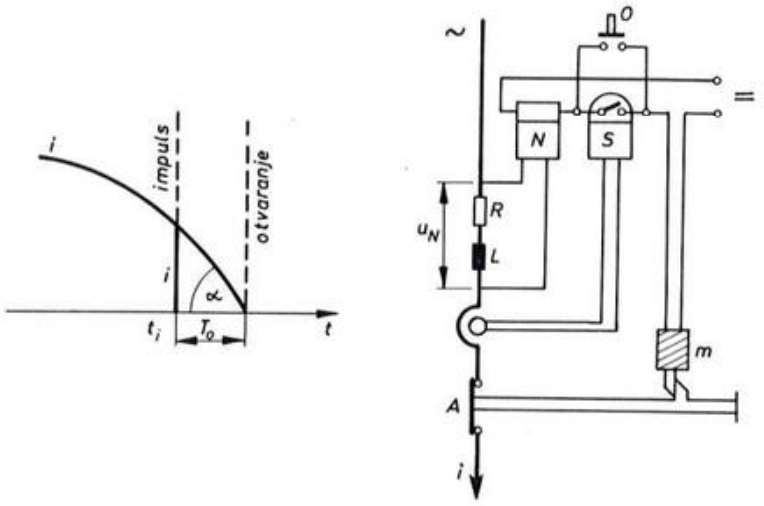
$$\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} = \operatorname{tg}\alpha \approx -\frac{i}{T_0},$$

odnosno

$$f(t) = i + T_0 \frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} \approx 0.$$

Prema tome se poželjan trenutak t_i može odrediti mjerenjem veličine

$$f(t) = i + T_0 \frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}.$$



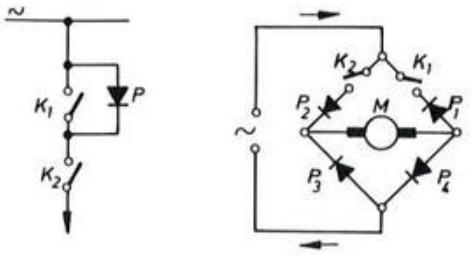
Sl. 702. Princip djelovanja sinhronog prekidača

To se praktički izvodi tako [24] da se mjeri veličini $f(t)$ proporcionalni pad napona u_N na serijskom spoju otpora i induktiviteta udešenih na omjer $L/R = T_0$:

$$u_N = R\,i + L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} = R\left(i + \frac{L}{R}\cdot\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}\right) = R\cdot f(t).$$

Slika 702. prikazuje principnu shemu komande sinhronog prekidača. Ručnim zatvaranjem tipkala O ili automatskim zatvaranjem nadstrujnog releja S dovodi se impuls za isklapanje okidaču m, ali tek pošto ga propusti brzi elektronski nulnaponski relej N. Taj relej mjeri napon u_N na kombinaciji R – L, a reagira u času t_i kad je $u_N \approx 0$. Time se uzbudi svitak okidača, što uzrokuje isklapanje prekidača A približno u nul-točki struje.

Daljnju mogućnost prekidanja bez luka daju *poluvodičke sklopke* [25] koje se osnivaju na ispravljačkom efektu nekih poluvodiča. Osnovnu ideju prikazuje slika 703. u kojoj se lijevi dio odnosi na krugove izmjenične struje, a desni na krugove jednosmjerne. Pri tome P označuje poluvodičke diode, a K_1 i K_2 brze kontakte koji su u normalnom pogonu zatvoreni. Otvaranje kontakata treba sinhronizirati s promjenom polariteta napona.

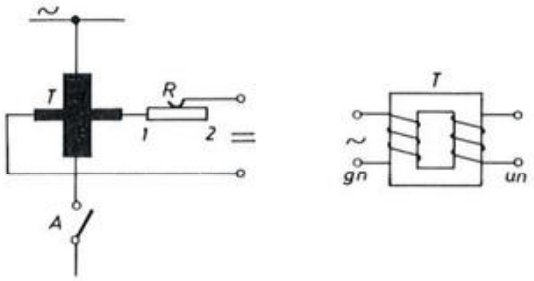


Sl. 703. Prekidanje bez luka primjenom poluvodičkih ispravljača

U krugu izmjenične struje (lijevo) otvara se kontakt K_1 u času kad sabirnica ima pozitivan polaritet, te struja teče u označenom smjeru. Na kontaktu K_1 neće se pojaviti luk jer opterećenje preuzima ispravljač P u paralelnoj grani. U slijedećem poluvalu napona, kada P sprečava prolaz struje suprotnog smjera, otvara se kontakt K_2, također bez luka.

Analogno je djelovanje aparata u krugu jednosmjerne struje (desno), koji prema slici služi za napajanje elektromotora M. Ovdje su diode P vezane u Graetzov spoj. Kad struja teče u smjeru označenih strelica kroz $K_2 - P_2 - M - P_4$, otvara se kontakt K_1, a u idućem poluvalu napona kontakt K_2. Magnetska energija motora M poništava se zatvaranjem struje u trokutu $M - P_4 - P_3$.

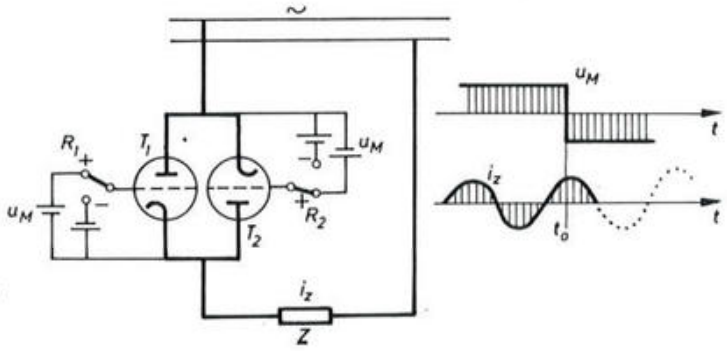
Primjena takvih sklopki ograničena je niskim zapornim naponima poluvodičkih dioda. Zato bi pri višim pogonskim naponima trebalo vezati velik broj dioda u seriju, a to poskupljuje izvedbu i povećava dimenzije aparata.



Sl. 704. Aparati na principu transduktora

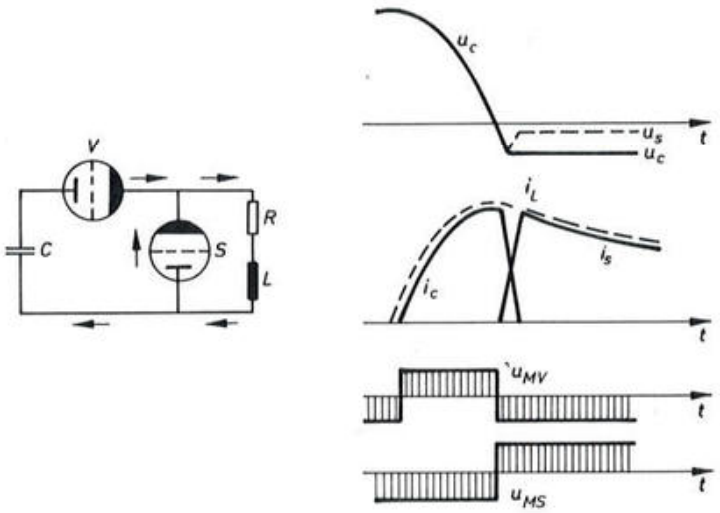
Zanimljivo je i *rješenje pomoću transduktora*, koje je bilo predloženo za regulacijske sklopke transformatora da bi se povećala električna trajnost njihovih kontakata [26]. Osnovna ideja prikazana je na slici 704. Prekidač A vezan je u seriju s glavnim namotom transduktora T kojemu je upravljački namot preko otpornika R priključen na jednosmjerni napon. S promjenom otpora R mijenja se uzbuda upravljačkog napona un, a time i magnetsko zasićenje jezgre. To opet utječe na koeficijent samoindukcije glavnog namota gn, koji stoga djeluje kao varijabilna prigušnica. U normalnom je pogonu otpornik u položaju 1, jezgra je magnetski zasićena, a induktancija glavnog namota zanemarivo malena, te gotovo ne utječe na prolaz struje u glavnom krugu. Neposredno prije isklapanja pomiče se kontakt otpornika u položaj 2, čime se jednosmjerna uzbuda praktički isključi, pa induktivni otpor glavnog namota poraste na najveću vrijednost. Zato se izmjenična struja u glavnom krugu toliko smanji da prekidač A može isklopiti bez luka. Primjena opisanog principa također je ograničena na niske napone i male struje.

Pomoću plinom punjenih *trioda (tiratrona) u protuparalelnom spoju* mogu se sklopni kontakti potpuno eliminirati iz glavnog kruga. Načelnu shemu takva *beskontaktnog isklapanja* prikazuje slika 705. U normalnom su pogonu rešetke



Sl. 705. Beskontaktno prekidanje pomoću tiratrona

pozitivne s obzirom na katode, stoga triode T_1 i T_2 propuštaju odgovarajuće impulse struje suprotnog smjera. U impedanciji potrošača Z teče prema tome izmjenična struja. Struja se prekida tako da se istodobnim preklapanjem releja R_1 i R_2 mrežicama dovede negativan potencijal i time blokira prolaz struje. U triodi koja u času preklapanja t_0 vodi struju nastavlja se prolaz struje još do kraja tog poluvala. To se vidi iz dijagrama slike 705, gdje u_M predočuje napon rešetki, a i_Z struju u glavnom krugu. Za veće snage mogu se upotrijebiti tiratroni sa živinom parom (*živini ventili* s rešetkama za upravljanje) koji rade gotovo bez inercije. Slika 706. pokazuje posebnu primjenu takvih uređaja za propuštanje



Sl. 706. Komutiranje jakih strujnih impulsa pomoću živinih ventila

jakih impulsa struje u istraživanju plazme [27, str. 304]. Pri tome se u kapacitetu C akumulirana električna energija pretvara u magnetsku energiju induktiviteta L. Ventil V ima u početku negativan potencijal rešetke u_{MV}, te sprečava izbijanje kondenzatora nabijenog na visoki napon u_c. Ako mu se promijeni polaritet mrežice, propusti sinusnu struju izbijanja i_c, a pri prolazu napona u_c kroz nulu opet blokira. U opisanom intervalu prolazi struja krugom C – V – R – L – C. U času blokiranja ventila V treba promijeniti i polaritet napona rešetke u_{MS} na ventilu S, koji time gotovo trenutno preuzme golemu struju i_s od $10^5 \ldots 10^6$ A. Ona se sada zatvara u krugu R – L – S i opada po eksponencijalnom zakonu. Brzina komutiranja di/dt iznosi oko 10^{12} A/s.

Svi ti, i njima slični principi, zanimljivi su sa stajališta teorije i razvojne perspektive, ali se tehnička praksa danas gotovo isključivo osniva na lučnim aparatima.

72. LUČNI APARATI

Na današnjem stupnju razvoja električni je luk još uvijek tehnički najsavršeniji i ekonomski najpovoljniji prekidni element. On sprečava diskontinuirani prekid struje koji bi izazvao neizdrživo visoke prenapone. Uz to omogućuje prekidanje izmjenične struje u prirodnoj nul-točki bez posebnih uređaja za sinhronizaciju. U nekim konstrukcijama postaje radni otpor luka tako velik da ograni-

čava struju kratkog spoja i povećava faktor snage, što ujedno snizuje povratni napon. Rezidualna vodljivost ioniziranog medija neposredno nakon gašenja luka, uzrokovana toplinskom i električnom tromošću plazme, djeluje kao poredni otpor koji prigušuje amplitudu i strminu povratnog napona.

Unatoč navedenim prednostima treba trajanje luka ograničiti na najmanju mjeru kako bi se smanjilo prekomjerno ugrijavanje aparata i skratio proces isklapanja. Spomenute činjenice pokazuju da su procesi gašenja luka i regeneracije preostalog ioniziranog medija u lučnoj komori osnovni problem gradnje električnih aparata.

Slika 707. shematski prikazuje pregled najvažnijih načina za gašenje i za sprečavanje ponovnog paljenja luka u sklopnim aparatima. U shemi se vidi kako primjena raznih fizikalnih principa dovodi do glavnih tehničkih rješenja. Dakako, u pojedinoj se konstrukciji redovito isprepliće nekoliko različitih procesa, ali se neki od njih (označeni na sl. 707) mogu smatrati osnovnima za tu tehniku. Shema je tako sastavljena da se redovi A ... D odnose na fizikalne procese, E i F na medij za gašenje luka, a G na tehničko ostvarenje odnosno tip aparata.

U literaturi se spominju različiti načini prema kojima se aparati iz slike 707. mogu svrstati u određene grupe. Tako ih npr. Babikov [9, str. 280] dijeli u dvije osnovne skupine:

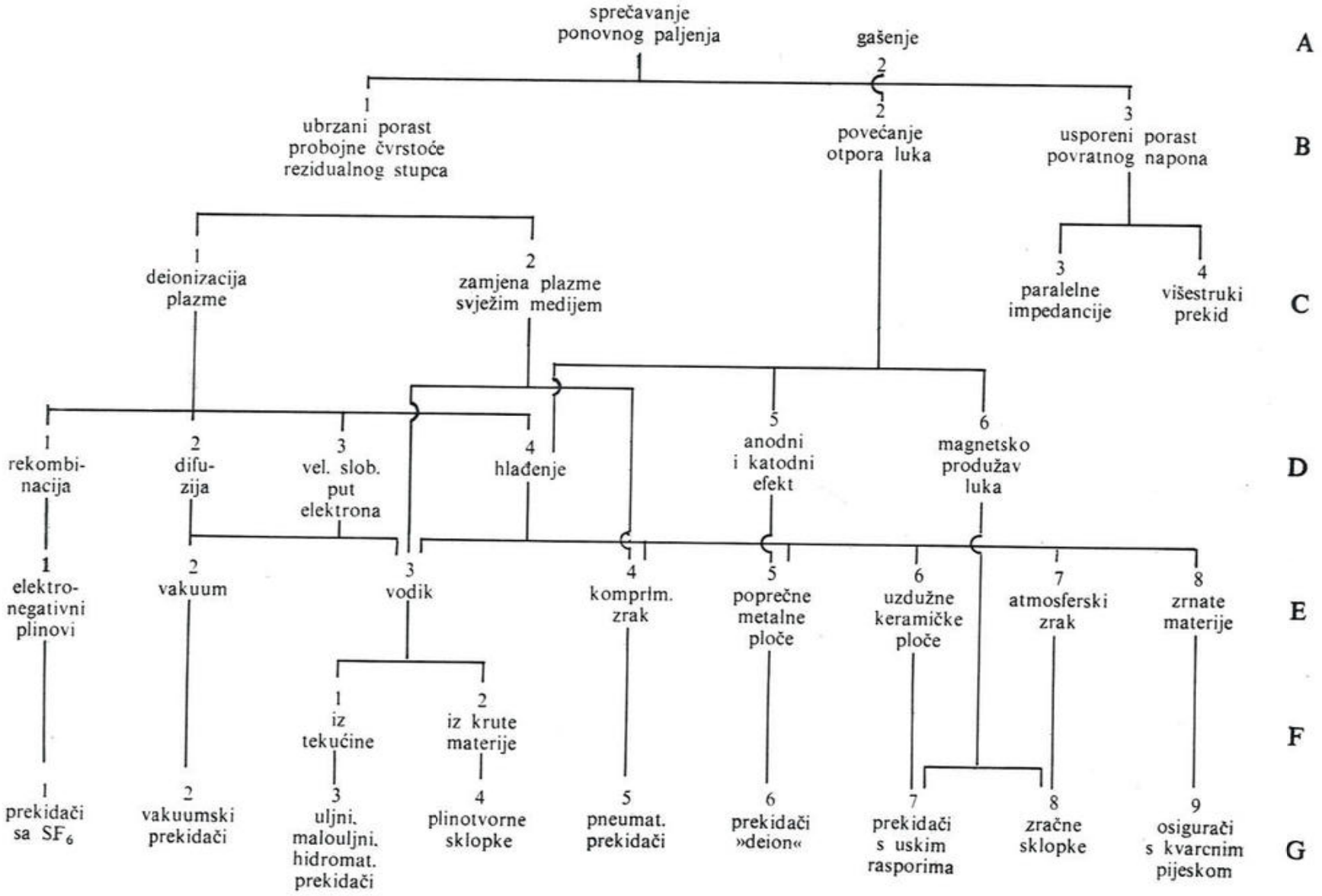
1. *aparati s dugačkim lukom ili s posebnim medijem za gašenje,*
2. *aparati s kratkim lukovima ili bez posebnog medija za gašenje.*

Medij za gašenje luka može biti plin (komprimirani zrak, sumporni heksafluorid), tekućina (ulje, voda) ili kruta tvar (fiber, organsko staklo, keramičke materije). Prvoj grupi pripadaju svi tipovi aparata iz slike 707, izuzevši »deion« i vakuumske prekidače, koji pripadaju drugoj grupi.

U nekim aparatima prve skupine (uljnim, malouljnim, hidromatskim, plinotvornim) razvija se plinsko-parna smjesa za gašenje rastvaranjem tekućih ili krutih materija na račun toplinske energije luka. Njihov intenzitet gašenja zavisi prema tome od jakosti struje koja se prekida. Kod drugih se aparata (pneumatskih, sa SF_6) plinski medij dovodi u lučnu komoru pomoću vanjske energije. Stoga njihov intenzitet gašenja nije u načelu ovisan o struji prekidanja. Odavde izlazi iduća podjela prve skupine u dvije podgrupe:

a) *aparati sa zavisnom karakteristikom gašenja,*
b) *aparati s nezavisnom karakteristikom gašenja.*

Valja naglasiti da je osnovni nedostatak spomenutih i njima sličnih podjela u tome što složenost mehanizma pojedinih tipova aparata jednostavno ne dopušta točno i dosljedno razgraničenje. Tako npr. nema razloga smatrati da prekidači »deion« rade bez posebnog medija. Njegovu ulogu preuzima ovdje niz hladnih metalnih ploča, kojih je dodir s kratkim lukovima bitan za djelovanje aparata. Prekidači s tekućinama nemaju uvijek čistu zavisnu karakteristiku jer se u njima često primjenjuje prisilno strujanje, neovisno o energiji luka. Kod pneumatskih prekidača nastaju zbog termodinamičkog prigušivanja zračnog mlaza pojave koje poremećuju njihovu nezavisnu karakteristiku gašenja itd. Zato ćemo u idućem razmatranju odustati od takve vrste klasifikacije i radije se osloniti neposredno na proučavanje pojedinih tipova aparata navedenih u shemi 707.



Sl. 707. Principi gašenja luka

721. Fizikalne pojave u rezidualnom stupcu

Već je u točki 67. spomenuto da neposredno nakon gašenja luka među kontaktima ostaje rezidualni stupac ioniziranih plinova. Njegova je temperatura 50 – 75% maksimalne temperature luka, tj. nekoliko tisuća stupnjeva. Premda bi se, prema relaciji (6099), u času gašenja luka ($I = 0$) njegov dijametar morao smanjiti na nulu, ipak će, zbog termičke tromosti, početni promjer rezidualnog stupca iznositi nekoliko milimetara. Na procese u stupcu utječu dva suprotna činioca: medij za gašenje, koji smanjuje broj nabijenih čestica u stupcu, i povratni napon, koji ih povećava. O većem ili manjem utjecaju spomenutih činioca ovisi hoće li se luk konačno ugasiti (sl. 6109) ili ponovno upaliti zbog električnog ili termičkog proboja (sl. 6107. desno i sl. 6110).

Prvu teoriju koja približno objašnjava obnavljanje dielektrične čvrstoće postavio je 1928. godine Slepian [41]. Prema toj se teoriji deionizacija rezidualnog stupca temelji na *rekombinaciji* pozitivno i negativno nabijenih čestica.

Kesselring i Koppelmann [42] su nekoliko godina poslije izvršili računsku analizu elementarnih procesa u rezidualnom stupcu, koja se osniva na pretpostavci *površinskog hlađenja* u mirnom plinovitom mediju. Ta analiza pokazuje da iščezavanje nabijenih čestica za stupac početnog promjera od nekoliko milimetara nastaje prije svega zbog ambipolarne *difuzije*, dok su pojave rekombinacije sporedne. To znači da negativni elektroni difundiraju iz stupca, povlačeći za sobom elektrostatskim silama pozitivne ione, dok hladan neutralni plin difundira u stupac.

Broj parova nabijenih čestica (elektrona i iona) koje iz jedinice duljine stupca u jedinici vremena difundiraju u okolni hladni plin određen je prema [43] jednadžbom

$$n = 10\, b_i\, U_e\, N \left[\frac{1}{\mathrm{m \cdot s}}\right]. \tag{7001}$$

Ovdje je

$b_i \left(\dfrac{\mathrm{m/s}}{\mathrm{Vm}} = \dfrac{\mathrm{m}}{\mathrm{Vs}}\right)^2$ = pokretljivost iona,

$N \left(\dfrac{1}{\mathrm{m}^3}\right)$ = srednja prostorna gustoća elektrona u stupcu,

$U_e\,(\mathrm{V})$ = elektronvoltni ekvivalent temperature [32, str. 122].

Veličina U_e je zapravo razlika potencijala koju bi elektron mase m_e i naboja q_0 morao preletjeti da bi se iz stanja mirovanja ubrzao do brzine w_p, jednake najvjerojatnijoj brzini čestica u vrućem stupcu temperature T prema relaciji (6046). Prema tome je

$$U_e\, q_0 = \frac{m_e\, w_p^2}{2} = k\, T. \tag{7002}$$

Uvrstimo li vrijednosti elementarnog naboja

$$q_0 = 1{,}6 \cdot 10^{-19}\,\mathrm{C}$$

i Boltzmannove konstante

$$k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}\,\mathrm{J/K},$$

dobivamo

$$U_e(\mathrm{V}) = \frac{T(\mathrm{K})}{11\,600}. \tag{7003}$$

Budući da stupac promjera d ima po jedinici duljine volumen

$$V_1 = \frac{d^2\,\pi}{4},$$

dobiva se iz relacije (7001) *brzina difuzije*, tj. promjena prostorne gustoće elektrona u jedinici vremena

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = -\frac{n}{V_1} = -\frac{10\,b_i\,U_e}{\frac{d^2\,\pi}{4}} \cdot N. \tag{7005}$$

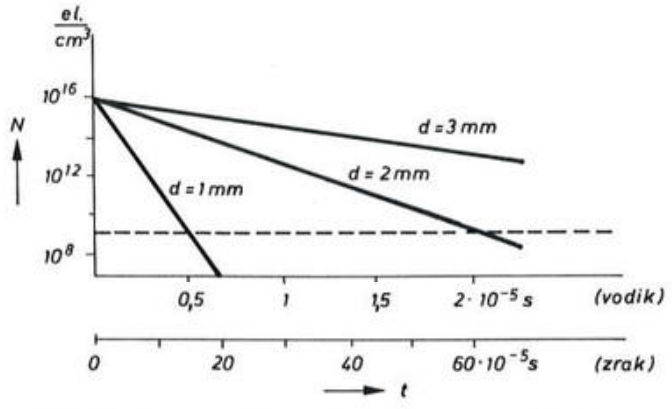
Negativan predznak pokazuje da se broj nabijenih čestica u stupcu difuzijom smanjuje. Iz posljednje jednadžbe slijedi

$$-\int_{N_0}^{N} \frac{\mathrm{d}N}{N} \approx \frac{13\,b_i\,U_e}{d^2} \cdot \int_0^t \mathrm{d}t,$$

odnosno

$$\ln N \approx \ln N_0 - 13\,b_i\,U_e \cdot \frac{t}{d^2}, \tag{7006}$$

gdje je N_0 početna gustoća naboja u stupcu. Posljednja je relacija prikazana kosim pravcima u dijagramu $N(t)$ slike 708. s logaritamskom skalom ordinata. Ona predočuje proces deionizacije uz pretpostavku da među kontaktima nema napona. Vidimo da se koncentracija elektrona smanjuje difuzijom to brže što je manji početni dijametar d rezidualnog stupca. Taj je proces 30 puta brži u vodiku nego u zraku, jer luk u vodiku (zbog jačeg hlađenja) gori s manjim promjerom i jer je pokretljivost b_i vodikovih iona mnogo veća od pokretljivosti kisikovih i dušikovih. Slika odgovara slučajevima s početnom gustoćom naboja od 10^{16} elektrona po cm^3. Isprekidan pravac predočuje prema Kesselringu donju granicu



Sl. 708. Deionizacija rezidualnog stupca difuzijom

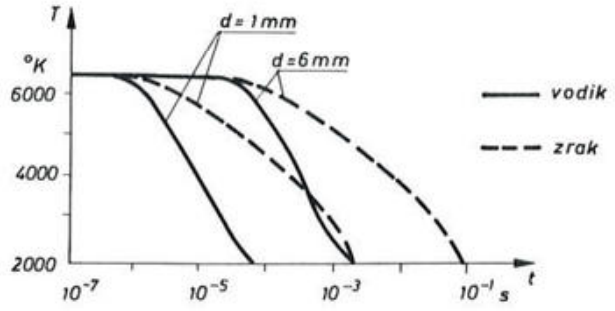
od 10^9 elektrona po cm^3, ispod koje više nema vjerojatnosti za ponovno paljenje luka.

Za uspješno je gašenje luka najvažnije efikasno hlađenje rezidualnog stupca, i to iz dvaju razloga:

1. glavni izvor elektrona u stupcu je termička ionizacija koja praktički iščezava kad se temperatura snizi na 3 000 K;

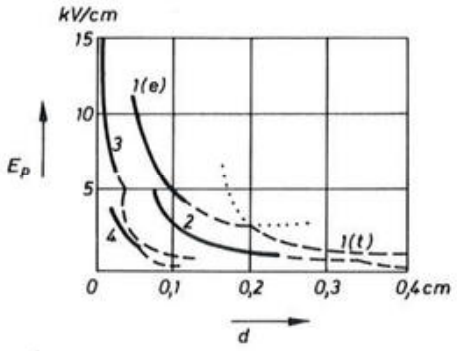
2. vrući plin ima zbog manje gustoće smanjenu dielektričnu čvrstoću, te pod utjecajem prekidnog napona lakše dolazi do električnog proboja.

Površinskim hlađenjem stupca u mirnom plinu određene toplinske vodljivosti snizuje se njegova temperatura T određenom brzinom, kako je prikazano krivuljama na slici 709. Dijagram se osniva na pretpostavci da početna temperatura



Sl. 709. Površinsko hlađenje rezidualnog stupca

stupca u času gašenja luka $t = 0$ iznosi 6 500 K, da za vrijeme hlađenja nema dovođenja energije i da prostorna razdioba temperature T (r) u neposrednoj okolini stupca odgovara lijevom dijelu slike 6037, te da plin na udaljenosti $r = 2{,}5\,d$ od osi stupca ima temperaturu 500 K. I ovdje se vidi sličan utjecaj početnog promjera d i vrste rashladnog medija na brzinu hlađenja.



1 – H_2, 4 ata
2 – H_2, 1 ata
3 – N_2, 4 ata
4 – N_2, 1 ata

Sl. 710. Gradijent ponovnog paljenja u zavisnosti od promjera luka

Dijagram na slici 710. prikazuje gradijent ponovnog paljenja $E_p(d)$, tj. ponovno uspostavljenu probojnu čvrstoću medija nakon kratkog prekida struje u trajanju od $2 \cdot 10^{-4}$ sekundi ako je luk neposredno prije gašenja imao promjer d[3, str. 122]. Iz dijagrama vidimo da uspostavljena probojna čvrstoća raste s tlakom plina, a opada s porastom promjera stupca d, te da je mnogo veća za vodik (H_2) nego za dušik (N_2), odnosno zrak. Svaka se linija u dijagramu sastoji od dviju krivulja: gornja (e) izračunata je na temelju električne, a donja

(t) na osnovi termičke ionizacije rezidualnog stupca pod utjecajem povratnog napona. Dijagram se dobro podudara s eksperimentalnim podacima.

Umjesto krivuljom $E_p(d)$ iz dijagrama 710. može se otpornost protiv ponovnog paljenja luka predočiti funkcijom $l_p(I)$, uz U_p = konst., prema dijagramu slike 711. Ona pokazuje kako probojni razmak l_p (tj. najmanji razmak među kontaktima koji je potreban za sprečavanje ponovnog paljenja) uz zadani povratni napon U_p zavisi od struje I koja je prije toga tekla u luku. Zbog pretpostavke U_p = konst. mijenja se probojni razmak

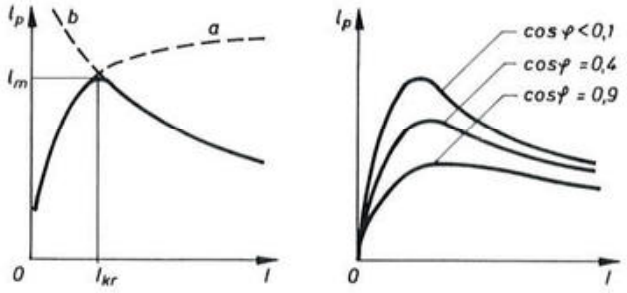
$$l_p = \frac{U_p}{E_p}. \tag{7007}$$

obrnuto razmjerno probojnoj čvrstoći E_p. Za približno kvalitativno razmatranje aproksimirat ćemo veličinu E_p prema slici 710. relacijom

$$E_p \approx \frac{K_1}{d}. \tag{7008}$$

Pretpostavimo još, analogno jednadžbi (6099), da se promjer luka mijenja sa strujom po zakonu

$$d \approx K_d \cdot I^{2/3}.$$



Sl. 711. Probojni razmak kao funkcija struje koja je prije toga tekla u luku

Iz posljednjih triju jednadžbi slijedi relacija

$$l_p \approx \frac{K_d}{K_1} \cdot U_p \cdot I^{2/3}, \tag{7009}$$

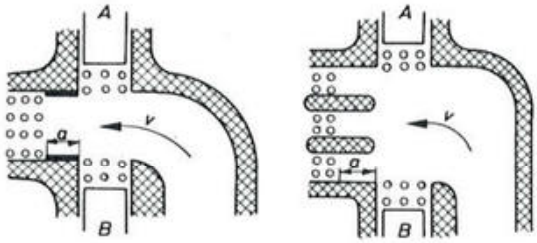
predočena krivuljom a na slici 711. To znači da (uz zadani probojni napon U_p) svakoj krivulji $E_p(d)$ zaista pripada određena krivulja $l_p(I)$.

U skladu s opisanom teorijom odnosi se krivulja a na površinsko hlađenje stupca u praktički mirnom plinu. Postoji, međutim, niz konstrukcija u kojima dolazi do *strujanja rashladnog sredstva*, što znatno pojačava učinak deionizacije zbog većeg ili manjeg udjela *volumnog hlađenja* po čitavom presjeku stupca. To je naročito izraženo kod aparata s poprečnim (transverzalnim) strujanjem, gdje se medij kreće okomito na smjer luka. Određena poprečna komponenta brzine pojavljuje se, međutim, i pri uzdužnom (aksijalnom) strujanju, jer pri većim brzinama laminarno kretanje čestica prelazi u turbulentno, te nastali vrtlozi rashladnog sredstva prodiru u rezidualni stupac. To je redovita pojava kod pneumatskih prekidača u kojima komprimirani zrak na najužem mjestu lučne komore postiže kritičnu brzinu jednaku brzini zvuka.

Izlaganja u poglavlju 723. pokazuju da kod nekih aparata s tekućim medijem luk gori u mirnom vodiku, ali da nakon gašenja može doći do naglog isparivanja vrelog sloja tekućine na granici plinskog mjehura. Time dolazi do strujanja pare u prostor rezidualnog stupca i dodatnog volumnog hlađenja, kojemu na slici 711. odgovara krivulja b. Proces deionizacije prema krivulji a poznat je pod nazivom *vodikova efekta* jer se osniva na visokoj toplinskoj vodljivosti vodika, dok se onaj prema krivulji b naziva *ekspanzijskim efektom.* Taj je naziv, kao što ćemo vidjeti u poglavlju 723, vezan uz pojavu ekspanzije plinskog mjehura. Superpozicijom obiju krivulja dobije se debelo izvučena karakteristika $l_p(I)$. Struja l_{kr}, uz koju duljinu luka poprima maksimalnu vrijednost, naziva se *kritičnom strujom.* Kako se vidi iz desnog dijagrama slike 711, kritično se područje ističe to oštrije što je krug više induktivan, tj. faktor snage $\cos\varphi$ manji.

Pregled različitih principa gašenja na slici 707. pokazuje da se ubrzani porast probojne čvrstoće može postići ne samo opisanim procesima deionizacije već i zamjenom rezidualne plazme pomoću svježeg medija, tj. mehaničkim odstranjivanjem ioniziranih čestica. Na toj je činjenici 1931. godine američki inženjer Prince izgradio svoju *teoriju poprečnog mlaza* (»teoriju pomaka«), i to prvo za uljne prekidače s prisilnim mehaničkim uštrcavanjem ulja [44], a zatim za pneumatske [45]. Mjerenjima na eksperimentalnoj lučnoj komori ustanovio je da razmjerno s porastom brzine poprečnog mlaza ulja raste i dopuštena strmina povratnog napona koji aparat podnosi bez ponovnog paljenja. Dobiveni je rezultat protumačio razmatranjem na temelju lijevog dijela slike 712. Srednji dio okomitog rezidualnog stupca potisnut je djelovanjem vodoravnog mlaza ulijevo, a njegovi su krajevi zaostali u okomitom kanalu uz kontakte A i B. Na taj je način stupac raskinut na tri dijela, a prostor među njima ispunjen svježim medijem velike probojne čvrstoće E_d (V/m). Ako je brzina mlaza v (m/s), određen je pomak srednjeg dijela stupca a (m) u vremenu t (s) izrazom

$$a = v \cdot t.$$



Sl. 712. Gašenje luka prema teoriji pomaka

Da bi se luk ponovno upalio, morao bi među dijelovima stupca nastati proboj duž dviju debelo označenih vodoravnih staza ukupne duljine $2a$. Prema tome dosiže probojni napon lučne komore u času t vrijednost

$$u_d = E_d \cdot 2a = 2 E_d v t. \tag{7010}$$

Pretpostavimo da povratni napon, koji se neposredno nakon gašenja javlja među kontaktima, raste brzinom s (V/s) po zakonu

$$u_p = s \cdot t.$$

Da ne dođe do ponovnog paljenja, mora biti $u_d > u_p$, odakle slijedi potrebna brzina strujanja

$$v > \frac{s}{2 E_d}. \tag{7011}$$

Dobivena relacija pokazuje linearni odnos između strmine povratnog napona s i potrebne brzine strujanja v, što je u skladu sa spomenutim rezultatima mjerenja.

Za velike strmine prekidnog napona izrađuju se komore s nekoliko usporednih mlaznica, kako je prikazano na desnom dijelu slike 712. Uz n paralelnih kanala povećava se, naime, ukupna duljina probojnih staza na $2 n a$, pa se potrebna brzina mlaza s obzirom na posljednju jednadžbu n puta smanjuje:

$$v > \frac{s}{2 n E_d}. \tag{7012}$$

Budući da je brzina v iz mehaničkih razloga ograničena na 20—40 m/s, a strmina s raste s nazivnim naponom, treba za više napone povećavati broj kanala n. Zato se u praksi do napona 30 kV grade impulsne komore s jednim kanalom, a za područje 60 ... 220 kV sa 2 ... 4 kanala. S obzirom na kratko trajanje prolaznog povratnog napona može se u formuli (7012) računati s relativno visokom vrijednošću E_d, koja prema Mauduitu [10, str. 149] za djelomično karbonizirano ulje u normalnom pogonu iznosi približno 220 kV/cm. Za dimenzioniranje kontaktnog razmaka mjerodavna je probojna čvrstoća prema stacionarnom povratnom naponu, koja je mnogo manja (oko 90 kV/cm).

Cassie i Mayr primijenili su *energetsku teoriju* i na pojave u rezidualnom stupcu, slično kao što su to učinili u proučavanju električnog luka. Za opisivanje pojava u luku pretpostavili su neki zadani oblik krivulje struje pa su na temelju toga izračunali jedinični otpor luka $R(t)$ i njegov gradijent $E(t)$ — vidi npr. slike 6040. i 6041. za sinusoidalnu struju. Ovdje, naprotiv, pretpostavljaju neki zadani oblik krivulje povratnog napona $u_p(t)$ koji je određen parametrima strujnoga kruga, a zanemaruju istodobni utjecaj rezidualnog stupca na oblik povratnog napona. Zatim na sličan način izračunavaju otpor stupca $R_{rez}(t)$ i rezidualnu struju $i_{rez}(t)$.

Mayr polazi od već poznate jednadžbe (6141). Pomnožimo li obje strane duljinom stupca l, dobivamo

$$\frac{\mathrm{d}(l R)}{\mathrm{d}t} - \frac{l R}{\vartheta_M} = \frac{(l E)^2}{\vartheta_M l P_0}.$$

Kako je

$l R = R_{rez}$ — ukupni otpor rezidualnog stupca,

$l E = u_p$ — povratni napon,

$l P_0 = P_{t0}$ — ukupna snaga koju stupac predaje okolini, slijedi

$$\frac{\mathrm{d}R_{rez}}{\mathrm{d}t} - \frac{R_{rez}}{\vartheta_M} = -\frac{u_p^2}{\vartheta_M P_{t0}}. \tag{7013}$$

Opće je rješenje

$$R_{rez} = \mathrm{e}^{\frac{t}{\vartheta_M}} \left[R_{t0} - \frac{1}{P_{t0}\,\vartheta_M} \int_0^t u_p^2 \cdot \mathrm{e}^{-\frac{t}{\vartheta_M}} \mathrm{d}t \right], \tag{7014}$$

gdje je R_{t0} početni otpor rezidualnog stupca (tj. otpor luka u trenutku gašenja $t = 0$). Uvrštavamo li različite izraze $u_p(t)$, dobivamo različite funkcije $R_{rez}(t)$, a odavde različite oblike rezidualne struje

$$i_{rez}(t) = \frac{u_p}{R_{rez}}. \tag{7015}$$

Pretpostavimo da početni dio povratnog napona raste po linearnom zakonu

$$u_p = s_u \cdot t. \tag{7016}$$

Tada se iz relacije (7014) dobiva

$$R_{rez} = e^{\frac{t}{\vartheta_M}} \left[R_{t0} - \frac{s_u^2}{P_{t0}\,\vartheta_M} \int_0^t t^2 e^{-\frac{t}{\vartheta_M}} dt \right]. \tag{7017}$$

Vrijednost integrala određena je prema [51, str. 443, rel. 449] izrazom

$$\int_0^t t^2 e^{-\frac{t}{\vartheta_M}} dt = \left| e^{-\frac{t}{\vartheta_M}} (-t^2 \vartheta_M - 2t\vartheta_M^2 - 2\vartheta_M^3) \right|_0^t =$$

$$= -e^{-\frac{t}{\vartheta_M}} (t^2 \vartheta_M + 2t\vartheta_M^2 + 2\vartheta_M^3) + 2\vartheta_M^3,$$

koji uvršten u jednadžbu (7017) daje

$$R_{rez} = e^{\frac{t}{\vartheta_M}} \left(R_{t0} - \frac{2s_u^2 \vartheta_M^2}{P_{t0}} \right) + \frac{2s_u^2 \vartheta_M^2}{P_{t0}} \left(1 + \frac{t}{\vartheta_M} + \frac{t^2}{2\vartheta_M^2} \right).$$

Da bi se otpor stupca neprestano povećavao prema ∞, ne smije prvi izraz u zagradi biti negativan, a prema tome treba ispuniti uvjet

$$s_u \leqslant \frac{\sqrt{P_{t0} R_{t0}}}{\sqrt{2}\,\vartheta_M}. \tag{7018}$$

Tom uvjetu mora udovoljavati najveća strmina povratnog napona s_u da ne dođe do ponovnog paljenja. Vidimo da je za strmije poraste napona potrebna što manja vremenska konstanta.

Kad se nakon prekida struje ne bi pojavio povratni napon, bilo bi prema relaciji (7014), zbog $u_p = 0$,

$$R_{rez} = R_{t0} \cdot e^{\frac{t}{\vartheta_M}}, \tag{7019}$$

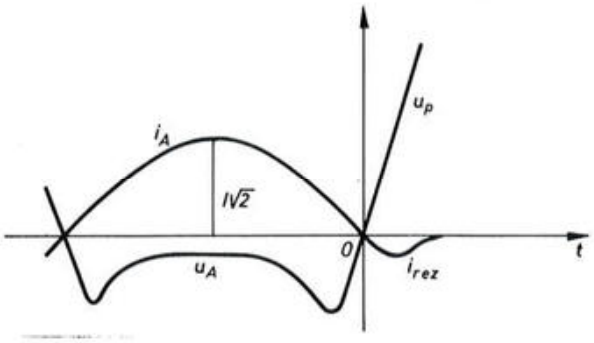
što je u skladu s jednadžbom (6151).

Ako se pojave u vezi s trenutkom gašenja luka prikažu slikom 713, dobiva se za početni otpor neodređen oblik

$$R_{t0} = \frac{u_p(0)}{i_A(0)} = \frac{0}{0}$$

koji se prema L'Hospitalovu pravilu može nadomjestiti omjerom pripadnih derivacija

$$R_{t0} = \frac{\left(\frac{\mathrm{d}u_p}{\mathrm{d}t}\right)_0}{\left(\frac{\mathrm{d}i_A}{\mathrm{d}t}\right)_0} = \frac{s_u}{s_i}. \tag{7020}$$



Sl. 713. Gašenje luka uz linearni porast povratnog napona

Ako uvrstimo to u relaciju (7018), dobivamo uvjet

$$s_u^2 \leqslant \frac{P_{t0} \cdot s_u/s_i}{2\,\vartheta_M^2},$$

odnosno

$$s_u \cdot s_i \leqslant \frac{P_{t0}}{2\,\vartheta_M^2}. \tag{7021}$$

Idealan nagib sinusnog vala struje u nul-točki iznosi

$$s_{i0} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}((I\sqrt{2} \cdot \sin \omega t)_0 = I\,\omega\sqrt{2}.$$

Pod utjecajem napona luka dolazi do deformacije struje, te se trajanje posljednjeg poluvala skraćuje ispod $T/2 = \pi/\omega$, a njezina se strmina u trenutku gašenja povećava u odnosu prema s_{i0}:

$$\left.\begin{aligned} s_i = k_d \cdot s_{i0} = k_d \cdot I\,\omega\sqrt{2} \\ k_d > 1. \end{aligned}\right\} \tag{7022}$$

Na osnovi toga se uvjet za gašenje luka (7021) može pisati u obliku

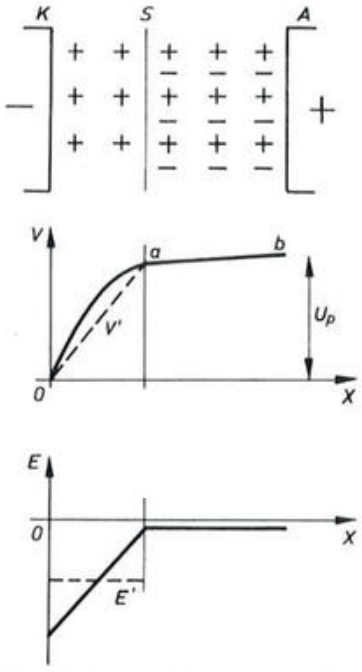
$$s_u \leqslant \frac{P_{t0}}{2\,\vartheta_N^2} \cdot \frac{1}{s_i} = \frac{P_{t0}}{2\,\vartheta_M^2} \cdot \frac{1}{k_d\,I\,\omega\sqrt{2}},$$

odnosno

$$I \leqslant \frac{P_{t0}}{2\sqrt{2}\,k_d\,\omega\,s_u\,\vartheta_M^2}. \tag{7023}$$

Veličina I je najveća efektivna vrijednost struje posljednjeg poluvala koju aparat može prekinuti bez ponovnog *termičkog paljenja* luka uz zadanu strminu povratnog napona s_u i »faktor deformacije« struje k_d. Ona, prema tome, odgovara jednoj od granica *prekidne moći*, jer pri izvodu formule nisu uzeti u obzir uvjeti električnog proboja među kontaktima pod utjecajem povratnog napona.

Dosadašnja su se izlaganja u tom poglavlju odnosila na tzv. *dugi luk*, gdje se utjecaj pojava uz elektrode mogao praktički zanemariti. Drugačije su prilike obnavljanja dielektrične čvrstoće u aparatima s *kratkim lukom* (od nekoliko milimetara), kao što su mnogi niskonaponski aparati izmjenične struje ili visokonaponski deion-prekidači prema slici 754. Neposredno nakon gašenja luka u nul-točki izmjenične struje nastaje uz hladnu površinu katode veoma tanak sloj deioniziranog medija. Prema Paschenovu zakonu (formula 4010, sl. 412) ne može probojni napon takova sloja biti manji od neke minimalne vrijednosti $U_{p\,min}$, koja je za zrak oko 300 V. Brojni su eksperimenti [28, str. 116] izvršeni pomoću luka od nekoliko tisuća ampera koji se okreće među hladnim bakrenim pločama razmaka 1,6 mm uz razne strmine povratnog napona. Dobiveni rezultati pokazuju da se uz amplitudu povratnog napona do 235 V (efektivnu vrijednost do 165 V) izmjenični luk gasi u prvoj nul-točki struje. Već 200 μs nakon gašenja luka poraste probojni napon na približno 550 V jer se debljina sloja deioniziranog medija uz elektrode naglo povećava. Dakako, napon ponovnog paljenja osjetno je manji (čak ispod 20 V) ako su elektrode usijane.



Sl. 714. Rezidualni stupac kratkog luka

Nagao porast debljine prvobitno nastalog izolacijskog sloja uz katodu, i time povećanje dielektrične čvrstoće nakon gašenja kratkog luka, protumačio je Slepian pojednostavljenom predodžbom pojava na temelju slike 714. On je pretpostavio da je u trenutku gašenja prostor među elektrodama jednoliko ispunjen pozitivnim i negativnim nabojima i da u tom času, zbog ohlađenja katode, prestaje dovođenje novih elektrona u rezidualni stupac. Pod utjecajem električnog polja kreću se laki elektroni velikom brzinom prema anodi A, a teški pozitivni ioni odlaze

veoma sporo prema katodi K, te se praktički mogu smatrati nepokretnima. Zbog toga ostaje pred katodom sloj medija K-S bez elektrona, koji se brzo proširuje. Slika 714. shematski prikazuje raspodjelu prostornog naboja, potencijala V i električnog polja $E = -\mathrm{d}V/\mathrm{d}x$ u rezidualnom stupcu. Desni se dio stupca S–A vlada poput vodiča kojim teče struja. Zato mu u dijagramu $V(x)$ pripada gotovo vodoravan pravac ab, kojeg mali nagib odgovara omskom padu napona po jedinici duljine. Lijevi dio K–S je dielektrik na koji se troši gotovo cijeli povratni napon U_p. Da u njemu nema pozitivnih iona, bili bi potencijal i polje u tom dijelu stupca predočeni isprekidanim pravcima V' i E'. Budući da se sloj K–S brzo širi, raste njegova probojna čvrstoća i opada jakost polja (zbog manje strmine pravca V'). To znači da se s vremenom smanjuje i vjerojatnost ponovnog paljenja.

722. Zajednička obilježja aparata sa zavisnom karakteristikom gašenja

Količina plinovitog medija koji se djelovanjem topline luka oslobađa iz tekućine ili krute materije može se prikazati Bauerovom relacijom [3, str. 114]

$$V_0 = C_0 \cdot W_A. \tag{7024}$$

Pri tome je

$V_0\,(\mathrm{m}^3)$ – volumen plina i pare reduciran na normalno stanje 20°C, 1 ata (293°K, 10^5 N/m^2),
$W_A\,(\mathrm{J})$ – energija luka utrošena na rastvaranje materije,
$C_0\,(\mathrm{m}^3/\mathrm{J})$ – Bauerov koeficijent.

Nekoliko vrijednosti koeficijenata C_0 u cm^3/kWs prikazuje tablica 715.

Tabl. 715. Bauerov koeficijent

Sredstvo za gašenje	C_0 (cm^3/kWs)
Ulje	60
Hidrin C (75% vode + 30% glikola)	25
Voda	5...10

Stvarni je volumen razvijenog plina

$$V = V_0 \cdot \frac{p_0}{p} \cdot \frac{T}{T_0} = W_A C_0 \cdot \frac{p_0}{p} \cdot \frac{T}{T_0}, \tag{7025}$$

pri čemu su p i T njegov tlak i njegova temperatura. To izlazi iz jednadžbe stanja za plinove

$$pV = m R_s T, \tag{7026}$$

odnosno

$$\frac{pV}{T} = \frac{p_0 V_0}{T_0} = m R_s. \tag{7027}$$

Ovdje je m masa plina, a R_s specifična plinska konstanta. Njezinu vrijednost za idealne plinove [31, str. 138] određuje izraz

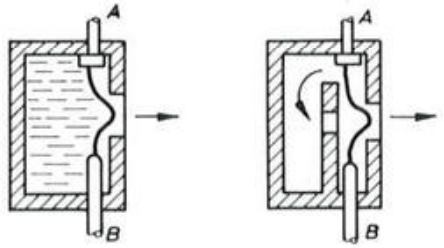
$$R_s = \frac{8{,}31 \cdot 10^3}{\mu} \tag{7028}$$

$$\left(R_s \ldots \frac{\mathrm{J}}{\mathrm{K} \cdot \mathrm{kg}} = \frac{\mathrm{m}^2}{\mathrm{K} \cdot \mathrm{s}^2},\quad \mu \ldots \text{ bez dimenzija}\right),$$

u kojemu μ označuje molekularnu težinu plina, tj. omjer mase jedne molekule plina prema masi jednog atoma vodika.

Na temelju Bauerove relacije (7024) i jednadžbe stanja (7027) za normalne uvjete ($p_0 = 1$ ata $= 10^5$ N/m^2, $T_0 = 20\,^\circ$C $= 293$ K) dobiva se izravno i *masa razvijenog plina*:

$$\left.\begin{aligned} m &= \frac{p_0 V_0}{R_s T_0} = \frac{10^5 C_0}{293 R_s} \cdot W_A \\ m &\ldots \mathrm{kg},\quad V_0 \ldots \mathrm{m}^3,\quad C_0 \ldots \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{J}} \\ W_A &\ldots \mathrm{J},\quad R_s \ldots \frac{\mathrm{J}}{\mathrm{K} \cdot \mathrm{kg}} = \frac{\mathrm{m}^2}{\mathrm{K} \cdot \mathrm{s}^2}. \end{aligned}\right\} \tag{7029}$$



Sl. 716. Princip lučnih komora sa zavisnom karakteristikom

Slika 716. pokazuje princip lučne komore *tekućinskog* aparata (lijevo) i *plinotvornoga* (desno). Kad se pomični kontakt B odvoji od nepomičnoga A, nastaje luk koji u dodiru s tekućinom (uljem, vodom) ili sa stijenkom komore od prikladne krute materije (aminoplasta, pleksiglasa, fibera) izlučuje plinove i pare. Zbog toga nastaje u komori pritisak koji proizvede strujanje plina i tekućine kroz luk čim pomični kontakt oslobodi bočni otvor.

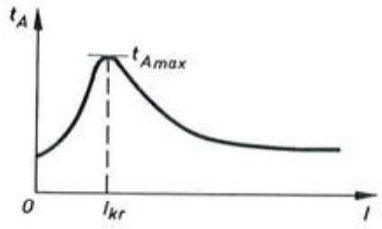
Uz pomoć relacije (7027) može se odrediti najveća vrijednost pritiska

$$p_{\max} = p_0 \cdot \frac{V_0}{V_k} \cdot \frac{T}{T_0}, \tag{7030}$$

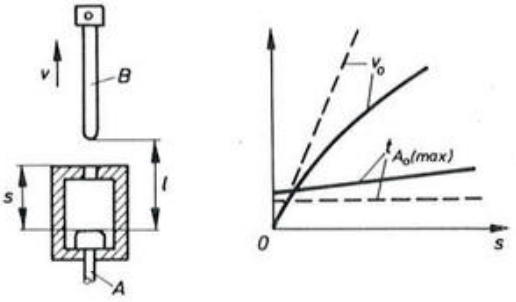
gdje je V_k stvarni volumen plinskog mjehura u zatvorenoj komori, a T njegova stvarna temperatura.

Kod aparata sa zavisnom karakteristikom ovisi trajanje luka o jakosti struje. Iz dijagrama na slici 717. može se razabrati da u području malih struja postoji određena kritična vrijednost struje I_{kr} uz koju trajanje luka poprima izrazit maksimum. Ona se podudara s kritičnom strujom na slici 711.

Za prekidače sa zavisnom karakteristikom gašenja postoji optimalno trajanje luka t_{A0} uz koje energija luka postaje najmanja. Uz zadane dimenzije komore odgovara tome i neka optimalna brzina kontakta v_0. Te se činjenice mogu prema Kesselringu [3, str. 115] protumačiti na osnovi slike 718, gdje je prikazan shematski presjek lučne komore.



Sl. 717. Trajanje luka i kritična struja



Sl. 718. Optimalna brzina isklapanja

Dotle dok je pomični kontakt B u komori i zatvara njezin gornji otvor, ne može nastati strujanje tekućine ili plina, te nema ni vjerojatnosti za gašenje luka. Povoljniji uvjeti za gašenje nastaju tek u času kad se kraj kontakta B odvoji od gornjeg ruba komore. Prema tome je najmanji razmak kontakta pri kojem se može struja prekinuti

$$l_{\min} = s \tag{7031}$$

ako s označuje udaljenost gornjeg ruba komore od gornjeg ruba nepomičnoga kontakta A. U tom bi slučaju i trajanje luka imalo najmanju vrijednost

$$t_{A\,\min} = \frac{s}{v} \tag{7032}$$

ako je v brzina kretanja kontakta.

Da bi se luk zaista prekinuo uz najmanji razmak $l_{\min}$, morala bi struja u tom času upravo prolaziti kroz nulu, što je malo vjerojatno. Zato treba računati da će se trajanje luka produljiti za pola periode, tj. na iznos

$$t_{A\,\max} = \frac{s}{v} + \Delta t \tag{7033}$$

uz pripadni kontaktni razmak

$$l_{\max} = s + v \cdot \Delta t. \tag{7034}$$

Veličina Δt određena je za jednofaznu struju izrazom

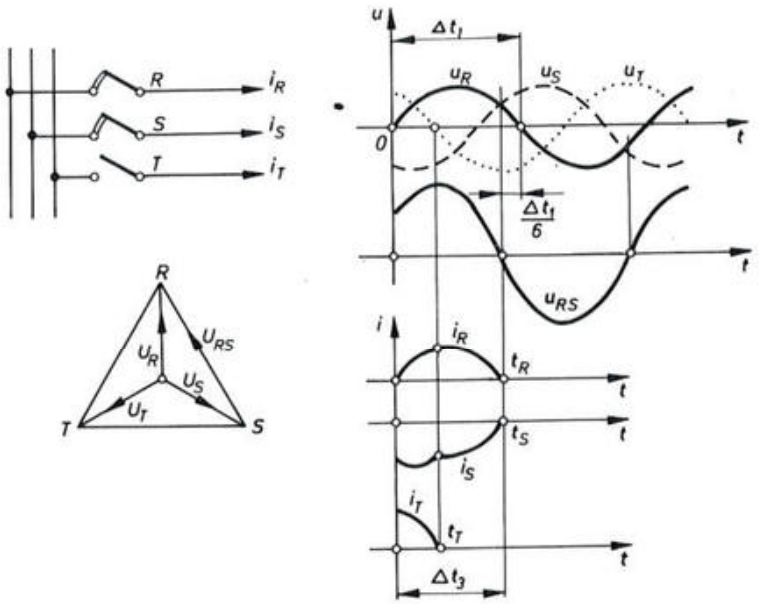
$$\Delta t_1 = \frac{1}{2f}, \tag{7035}$$

a za trofaznu struju relacijom

$$\Delta t_3 = \frac{1}{2f} \cdot \frac{5}{6}, \tag{7036}$$

gdje je f frekvencija struje.

Relacija (7036) može se objasniti pomoću slike 719. Pretpostavimo da tropolni aparat prekida omski strujni krug i da pomični kontakti oslobađaju otvor komore neposredno nakon časa $t = 0$ u kojem je struja i_R prošla kroz nulu.



Sl. 719. Određivanje veličine Δt za trofaznu struju

U početku su sve tri struje u fazi s pripadnim faznim naponima u_R, u_S, u_T. To traje do časa t_T kad se definitivno ugasi luk faze T. U tom času nastaje fazni pomak struje u ostala dva pola, koji sada čine jednofazni sistem ($i_R = -i_S$) priključen na zajednički linijski napon u_{RS}. Taj je napon pomaknut za 1/6 poluvala prema faznim naponima u_R i u_S. Zato se nul-točke struje i_R i i_S pomiču u nul-točke napona u_{RS}. Njihove su apscise prema tome

$$t_R = t_S = \Delta t_3 = \frac{5}{6}\Delta t_1.$$

Ako pretpostavimo linearan porast napona luka prema (6343)

$$p_A = E_A \cdot v\,t,$$

dobivamo za energiju luka izraz

$$W_A = \int_0^{t_{A\max} = \frac{s}{v} + \Delta t} E_A\, v\, t\, i\, \mathrm{d}t. \tag{7037}$$

Veličina W_A postaje najmanja kad brzina v poprimi vrijednost

$$v_0 = \frac{s}{\Delta t}. \tag{7038}$$

Ako uvrstimo tu veličinu u jednadžbe (7032) i (7033), dobivamo za pripadno optimalno trajanje luka granične vrijednosti

$$\left.\begin{aligned} t_{A0\,(\min)} &= \Delta t, \\ t_{A0\,(\max)} &= 2\,\Delta t. \end{aligned}\right\} \tag{7039}$$

Dijagram na slici 718. prikazuje optimalnu brzinu i trajanje luka kao funkcije razmaka s. Isprekidane crte odgovaraju linearnom porastu napona prema (6343), a pune eksponencijalnom porastu prema (6344).

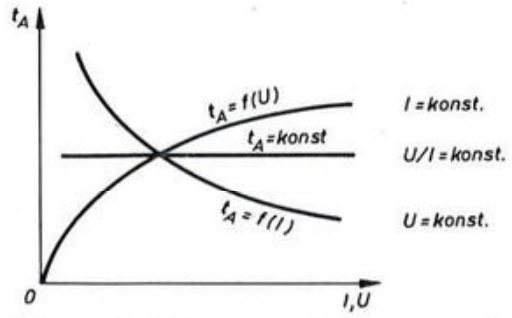
Dakako, na gašenje luka, osim dimenzija komore i brzine kretanja kontakta, utjecat će i niz drugih činilaca ovisnih o karakteristikama mreže i tipu prekidača. Prema Kesselringu [3, str. 130] može se trajanje luka t_A za sve aparate sa zavisnom karakteristikom gašenja aproksimirati relacijom

$$t_A = f\left(\frac{K\,U \sin\varphi}{C_T\,v\,E_A\,I}\right), \tag{7040}$$

gdje je

K – faktor amplitude,
U – povratni napon pogonske frekvencije,
φ – fazni pomak između isklopne struje i povratnog napona,
$C_T = C_0 \cdot T/293 \approx (6 \ldots 10)\,C_0$ – Bauerov koeficijent za vruće stanje,
v – srednja brzina isklapanja,
E_A – srednji gradijent luka,
I – prekidna struja.

Funkcija f ima pretežno linearni karakter ako je porast napona luka linearan. Raste li napon u luku po kvadratnom zakonu (6344), poprima f oblik korijena ili logaritma. Grafički prikaz jednadžbe (7040) predočuje slika 720. Ona sadrži tri pogonska slučaja: prekidanje uz konstantan napon U, konstantnu struju I i konstantan otpor $Z = U/I$. Uz prikladno odabrano mjerilo sijeku se sve tri



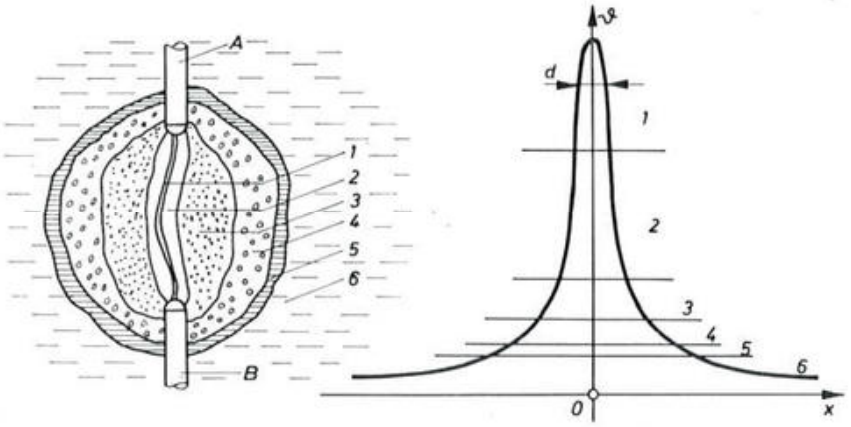
Sl. 720. Trajanje luka u prekidačima sa zavisnom karakteristikom kao funkcija struje i napona

krivulje u jednoj točki. Vidimo da krivulja za U = konst. po obliku odgovara desnom dijelu dijagrama na slici 717.

723. Tekućinski aparati

U aparatima koji su punjeni tekućinom nastaje oko luka *plinski mjehur*. Sastav i temperaturu pojedinih njegovih zona možemo shematski prikazati slikom 721. U jezgri luka je vrlo visoka temperatura, koja prema vrsti plina i njegovu

tlaku dosiže 10 000 – 15 000 K. (Luk u zraku atmosferskog pritiska ne prelazi 3 000 – 5 000 K.) Gotovo čitava struja luka prolazi njegovom jezgrom koja zauzima prilično oštro ograničeni prostor promjera d. Dijagram temperature ϑ u ovisnosti o razmaku x od osi luka pokazuje da uz površinu jezgre nastaje vrlo strmi pad temperature. Jezgra je opkoljena uskim plaštem plina (2) u kojem se temperatura spušta na 500 – 800 K. Zona 3 sastoji se od pregrijane uljne pare, a zona 4 od zasićene. Mjehur je ograničen tankim slojem tekućine (5) koji ima temperaturu vrelišta. Ostali dio tekućine (6) ima temperaturu okoline.



Sl. 721. Sastav i temperatura plinskog mjehura

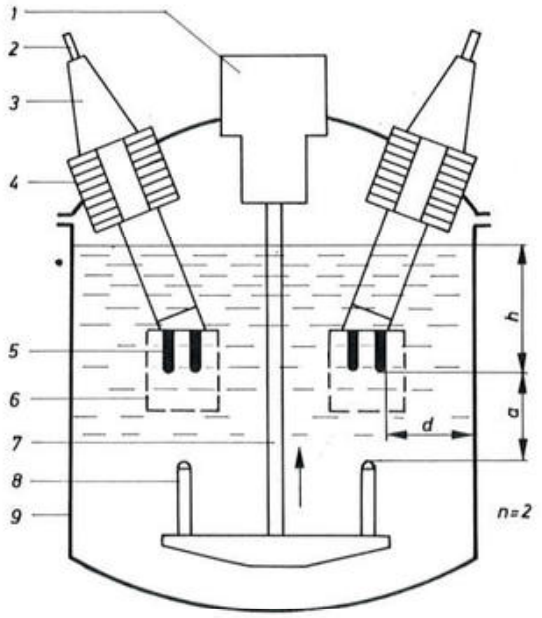
Iz spomenutog opisa vidimo da luk gori u plinovitom mediju, koji se kod uljnih i hidromatskih prekidača sastoji većinom od vodika. Njegova smo odlična svojstva kao sredstva za deionizaciju upoznali u poglavlju 721. To se ponajprije odnosi na visoku toplinsku vodljivost i veliku brzinu difuzije. Kao što je prikazano dijagramom $l_p(I)$ na slici 711, proces deionizacije osniva se na kombinaciji vodikova i ekspanzijskog efekta, od kojih je prvi značajan za područje manjih struja, a drugi za područje većih. Efekt ekspanzije nastaje tako da se naglim proširenjem plinskog mjehura smanji njegov unutrašnji pritisak, što uzrokuje naglo isparivanje vrelog sloja tekućine na njegovoj površini. Struja pare ubacuje u rezidualni stupac i čestice tekućine koje se u njemu isparuju i tako uzrokuju intenzivno *volumno hladenje*. Taj efekt postaje naročito djelotvoran u času prolaza struje kroz nulu, kada zbog prekinutog dovoda energije prestaje razvijanje plinova, te se time još više smanji tlak u mjehuru. Ekspanzija mjehura može nastati zbog istjecanja tekućine u času otvaranja komore ili zbog posebne konstrukcije *elastičnih komora*. Pri tome je vrlo važno da se podesnim oblikom komore luk što više približi površini tekućine.

Ekspanzijski se efekt javlja i kod običnih uljnih prekidača, gdje se širenje plinskog mjehura nastavlja i nakon gašenja luka zbog inercije uljnih masa.

723.1. Uljni prekidači

Za *uljne* je *prekidače* karakterističan čelični kotao s velikom količinom ulja, koje istodobno služi i kao sredstvo za gašenje luka i kao izolacija strujnih krugova prema masi. Kod manjih tipova tropolnih aparata, kojima su sve tri faze u zajedničkom kotlu, osigurava ulje i izolaciju među fazama. Stariji su tipovi građeni na principu »slobodnog prekidanja«, gdje se luk slobodno razvija u ulju kotla, pa se tlak plinova izravno prenosi na njegove stijene. Novije konstrukcije sadrže posebne lučne komore u kojima je tlak mnogo viši nego u ostalom dijelu

kotla. Glavni se dijelovi uljnog prekidača mogu razabrati u shematskom presjeku slike 722. Kotao (9) napunjen je uljem samo do određene visine. Zračni jastuk iznad njegove površine ublažava porast tlaka za vrijeme gorenja luka. Kroz poklopac kotla prolaze provodni izolatori (3) na kojima su priključne stezaljke (2), nepomični kontakti (5) s lučnim komorama (6) i eventualno strujni transformatori (4) za napajanje zaštitnih uređaja. Na poklopcu je i pogonski mehanizam (1) koji pomoću izolacijskih motki (7) pokreće pomične kontakte (8).



Sl. 722. Presjek uljnog prekidača

Plinski mjehur koji nastaje djelovanjem energije luka W_A zauzima prostor volumena $V(p, t)$ prema jednadžbi (7025). Kako se mjehur širi podiže se razina ulja u kotlu, te se prvotni volumen zračnog jastuka V_z smanji na iznos $(V_z - V)$, a tlak mu se istodobno povisi od početne vrijednosti p_0 do tlaka mjehura p. Ako pretpostavimo da se kompresija zraka iznad ulja zbiva uz konstantnu temperaturu, može se njegova promjena stanja opisati relacijom

$$p_0 V_z = (V_z - V).$$

Iz posljednje jednadžbe i relacije (7025) slijedi

$$V_z = V \cdot \frac{p}{p - p_0} = W_A c_0 \cdot \frac{p_0}{p - p_0} \cdot \frac{T}{T_0},$$

odnosno (zbog $p_0 = 1$ ata, $T_0 = 293$ K)

$$\left.\begin{aligned} V_z &= \frac{W_A c_0}{293} \cdot \frac{T}{p - 1}, \\ V_z &\dots \text{cm}^3, \\ W_A &\dots \text{kJ} \end{aligned}\right\} \qquad (7041)$$

Dobiveni izraz pokazuje kako treba odabrati volumen zračnog jastuka da (uz određene vrijednosti W_A, c_0, T) tlak u kotlu ne bi premašio odabrani najviši iznos p. Optimalan je volumen jastuka 5–15% sadržine kotla [14, str. 90].

Za ilustraciju formule (7041) poslužimo se primjerom tropolnog uljnog prekidača za 10 kV u kojem se energija luka $W_A = 700$ kJ utroši na rastvaranje ulja. Uz Bauerov koeficijent $c_0 = 60\ \text{cm}^3/\text{kJ}$ (v. tabl. 708), temperaturu plinskog mjehura $T = 2\,100$ K i željeno ograničenje tlaka na vrijednost $p = 8$ ata potreban je volumen zračnog jastuka

$$V_z = \frac{700 \cdot 60}{293} \cdot \frac{2\,100}{8-1} = 43\,000\ \text{cm}^3 = 43\ \text{l}.$$

Dakako, u stvarnosti račun nije tako jednostavan jer napon i trajanje luka, a prema tome i energija W_A, ovise o tlaku.

Dimenzije uljnog prekidača ovise u prvom redu o njegovu pogonskom naponu i prekidnoj moći. Za grubu aproksimaciju navedimo empirijsku formulu P. Charpentiera iz 1923. godine, čiji se radovi spominju i u novijoj literaturi [10, str. 116]. [14, str. 87]:

$$P_1 = 240\, v\, a \sqrt{h} \cdot \sqrt[3]{\frac{n\,d}{400 + U_n}}. \tag{7042}$$

Ovdje je

P_1 [VA] – prekidna moć po fazi,
v [m/s] – brzina isklapanja,
a [cm] – hod kontakata,
h [cm] – visina ulja iznad kontakata,
d [cm] – najmanji razmak kontakata od stijene kotla,
n – broj prekidnih mjesta po fazi,
U_n [V] – nazivni napon prekidača.

Mjere a, h, d označene su na slici 722. Formula se odnosi na aparate bez lučnih komora.

Hilliard i Parson predložili su već 1908. da se u klasične uljne prekidače ugrade krute lučne komore od izolacijskog materijala, slične onima na slici 718. Zbog visokog tlaka u komori (60–80 at) smanjuje se promjer luka i povećava probojna čvrstoća među kontaktima nakon gašenja. Nagla ekspanzija plinskog mjehura nakon izlaska kontaktnog svornika iz komore uzrokuje prije opisani ekspanzijski efekt. Posljedica svega toga je povećanje prekidne moći.

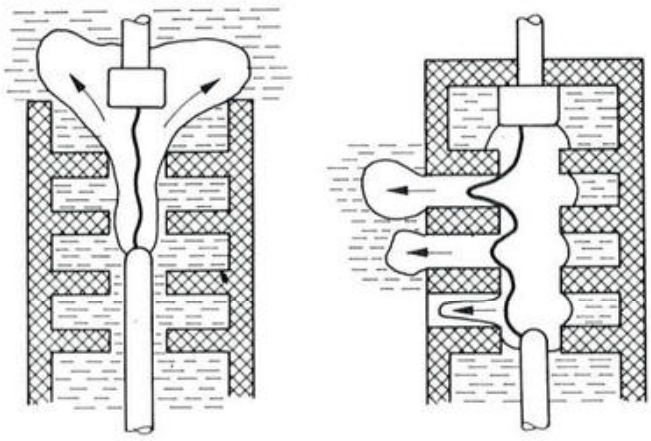
Najveći je nedostatak uljnih prekidača u tome što slučajna eksplozija može imati veoma teške posljedice: mehaničko razaranje zgrade, požar koji se naglo širi zbog zapaljena mlaza ili potoka ulja, taloženje vodljive čađe na izolatore u instalaciji itd. Eksplozija može nastati zbog oštećenja kotla ili zbog previsoke temperature plinova (vodika, metana i etilena) koji se skupljaju iznad površine ulja te sa zračnim jastukom, u određenim uvjetima, stvaraju eksplozivnu smjesu. Ta će smjesa biti to hladnija što je viša razina ulja iznad kontakata. Pojave tinjanja ili iskrenja na podnožju provodnih izolatora neposredno nakon gašenja luka mogu izazvati tzv. sekundarnu eksploziju. Tropolni aparati sa zajedničkim kotlom osjetljivi su prema prekidanju jednofaznih ili dvofaznih kvarova. U tom se slučaju razvija manji tlak, pa se luk produžuje i može preskočiti na susjedne faze ili

uzemljene dijelove, što također često izaziva eksploziju. Iz navedenih se razloga u postrojenjima provode naročite zaštitne mjere (jama za evakuaciju ulja, pregradni zidovi itd.), što poskupljuje instalaciju. Od ostalih nedostataka valja spomenuti velike dimenzije i težinu (oko 20 tona ulja po polu za napon 220 kV) te snažne mehaničke reakcije na podnožje aparata u času prekidanja, koje nekoliko puta premašuju njegovu težinu.

Da bi se uklonila opasnost od požara, upotrebljavaju se u gradnji transformatora i kondenzatora neupadljive izolacijske tekućine na bazi kloriranih difenila (cikličkih ugljikovodika), poznatih pod nazivom clophen (»I. G. Farben«), inerteen (»Westinghouse«), pyranol (GEC) i askarel. Te tekućine, međutim, ne mogu nadomjestiti ulje u prekidačima, jer se djelovanjem luka iz njih oslobađaju otrovni plinovi koji uz to razaraju organske izolacije, a na vlažnim porculanskim izolatorima stvaraju vodljive slojeve. O upotrebi tekućina na bazi destilirane vode govorit ćemo u poglavlju 723.3.

723.2. Malouljni prekidači

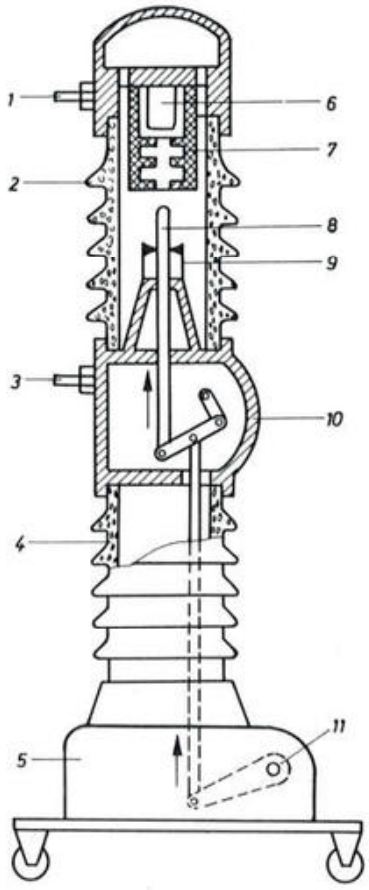
Budući da ulje inače ima odlične osobine, krenulo se i u daljnjem razvoju tekućinskih aparata takvim putem da se ono zadrži kao medij za gašenje, ali da njegova količina bude što je moguće manja. To je dovelo do izvedbe *malouljnih prekidača* bez metalnog spremnika, kod kojih su lučna komora i kontaktni sistem svakog pola smješteni u posebnoj izolacijskoj cijevi. Ta se cijev za aparate unutrašnje montaže izrađuje od motanih slojnih materijala (papira, tekstilnog i staklenog tkiva) s umjetnosmolnim vezivom (fenolnim, poliesterskim i epoksidnim smolama), a za vanjsku se montažu upotrebljavaju rebraste cijevi od porculana.



Sl. 723. Lučne komore malouljnih prekidača

Shematski presjek dvaju osnovnih tipova tzv. krutih komora prikazuje slika 723. Lijevi dio slike odgovara komori s *aksijalnim*, strujanjem plinova, a desni komori s *transverzalnim*. U džepovima između vodoravnih pregrada zadržava se ulje koje tako ostaje u neposrednoj blizini luka, a to pogoduje intenzivnom hlađenju. U komori s uzdužnim strujanjem prolaze nastali plinovi kroz relativno uzak središnji provrt u pregradama, pa je tlak prilično visok i uz manje vrijednosti struje, koje se na taj način lako prekidaju. Komore s poprečnim strujanjem imaju nekoliko bočnih otvora, te je zbog većeg ukupnog presjeka

za izlazak plinova tlak u komori niži. Zato taj tip komore teže prekida male struje. Prikladnim izborom presjeka pojedinih otvora i izvedbom komora s *kombiniranim strujanjem* može se postići podjednako dobro prekidanje u cjelokupnom području struja. Kombinirane se komore grade npr. tako da se nekoliko gornjih i donjih pretinaca izvede prema lijevoj slici (tj. bez bočnih otvora), a nekoliko pretinaca srednjeg dijela prema desnoj slici.



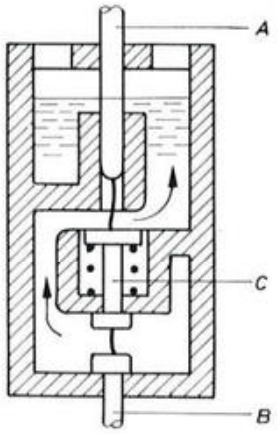
Sl. 724. Shematski prikaz malouljnog prekidača:

1-gornja priključnica,
2-gornji izolator,
3-donja priključnica,
4-donji izolator,
5-postolje s pogonskim mehanizmom,
6-gornji nepomični kontakt,
7-lučna komora,
8-kontaktni svornik,
9-donji nepomični kontakt,
10-karter,
11-pogonska osovina.

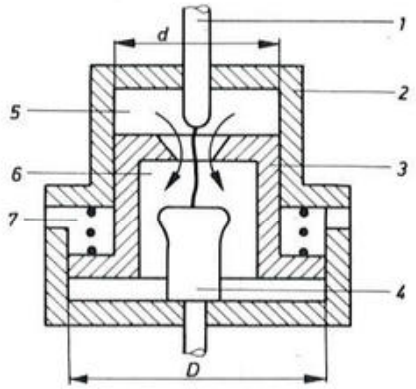
Na slici 724. vidi se shematski presjek jednog pola malouljnog prekidača s porculanskim izolatorima za vanjsku montažu. Aktivni (električni) dio aparata je u gornjem izolatoru (2). Struja glavnoga kruga prolazi od gornje priključnice (1) preko gornjeg nepomičnog kontakta (6) u pomični kontaktni svornik (8), a zatim preko donjeg nepomičnog kontakta (9) i kartera (10) na donju priključnicu (3). U karteru (10) je prijenosno polužje koje pokreće kontaktni svornik. To je polužje mehanički vezano s pogonskom osovinom (11) pomoću okomite izolacijske motke u donjem izolatoru (4). Glavnu osovinu (11) pokreće opružni pogonski mehanizam koji je u postolju (5). Pol je napunjen uljem do gornjeg ruba lučne komore (7), a iznad njegove razine je zračni jastuk.

U malouljnim prekidačima služi ulje samo kao sredstvo za gašenje luka i kao dielektrik među otvorenim kontaktima iste faze, a izolaciju prema masi i među polovima preuzimaju kruti izolatori ili zrak.

Malouljni prekidači imaju veoma široku primjenu, pa je do danas, osim već opisanih krutih komora sa strujanjem plina, razvijeno mnoštvo drugih sistema. Slika 725. prikazuje tzv. *komoru s primarnim lukom.* U zatvorenom položaju



Sl. 725. Lučna komora s primarnim lukom



Sl. 726. Komora s diferencijalnim klipom

potisnut je kontaktni svornik A prema dolje, te pritiskuje međukontakt C na čvrsti donji kontakt B. Pri isklapanju otvaraju se najprije kontakti B–C u donjem dijelu komore, jer međukontakt C pod pritiskom svoje opruge slijedi kretanje svornika A prema gore. Stoga među kontaktima B–C nastaje primarni luk, a njegov plinski mjehur tjera ulje u smjeru strelice u gornji dio komore. Kada kontakt C stigne u svoj granični gornji položaj, odvoji se od njega kontaktni svornik, te se i među njima stvori električni luk koji se intenzivno gasi djelovanjem poprečnog mlaza ulja.

Među konstrukcijama koje rade na principu aksijalnog strujanja ulja poznata je lučna *komora s diferencijalnim klipom*, koju je primijenila njemačka tvornica »Voigt & Haeffner« (prema patentu švedske tvrtke ASEA). Njezin se način djelovanja može shematski prikazati slikom 726. U kućištu komore (2) je diferencijalni klip (3) s manjom gornjom plohom i većom donjom (promjera d, odnosno D). Kada kontaktni svornik (1) izađe iz čvrstoga kontakta (4), pojavi se električni luk koji u prostoru ispod klipa i iznad njega stvara jednak specifični pritisak ulja p. Zbog različitih ploha klipa nastaje rezultantna sila

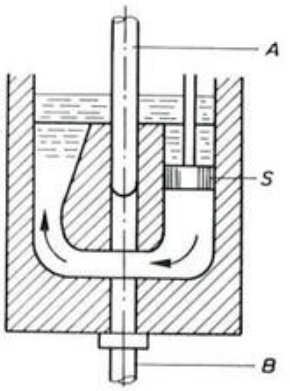
$$F = p(D^2 - d^2)\frac{\pi}{4}.$$

koja pokrene klip prema gore, a ulje iz gornjeg prostora (5) struji u smjeru strelica kroz središnji provrt klipa u donji prostor (6) neposredno uz luk. U prostoru (7) je tlačno pero koje nakon gašenja luka i izlaska svornika (1) iz gornjeg otvora kućišta (2) vraća klip u početni donji položaj. Prostor opruge (7) vezan je bočnim otvorima s okolnim uljem i na taj način rasterećen od pritiska.

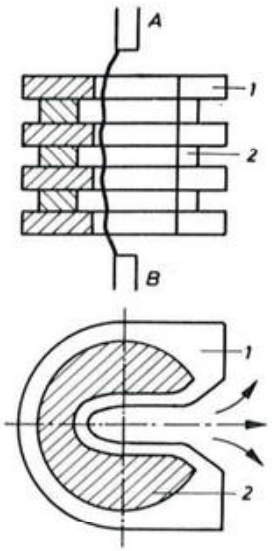
Obje posljednje konstrukcije imaju zavisnu karakteristiku gašenja. Od aparata s *nezavisnim* poprečnim uljnim mlazom spomenimo izvedbu tzv. *impulsnih preki-*

dača prema slici 727. U njima se mehanički pokretanim stapom S (uljnom pumpom) stvara strujanje tekućine okomito na luk koji nastaje među kontaktima A i B. Rad im se osniva na Princeovoj teoriji pomaka, tj. na zamjeni rezidualne plazme svježim uljem.

Američka tvrtka »Westinghouse« razvila je za uljne prekidače *komoru s magnetskim potiskivanjem luka* koja se primjenjuje i u tehnici malouljnih aparata. Taj je sistem nazvan »deion-rešetkom«, ali treba odmah naglasiti da se u biti razlikuje od deion-prekidača s parcijalnim lukovima, o kojem ćemo govoriti u posebnom poglavlju. Komora za gašenje, koju shematski prikazuje slika 728,

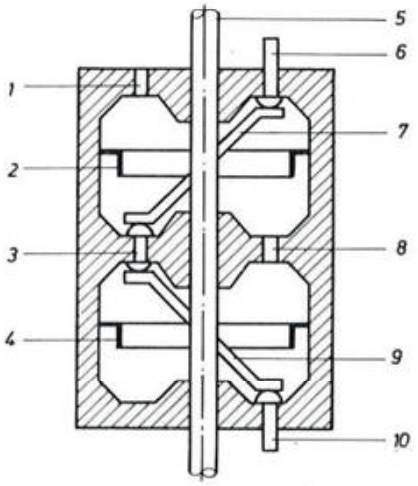


Sl. 727. Impulsna komora s mehaničkim potiskivanjem ulja



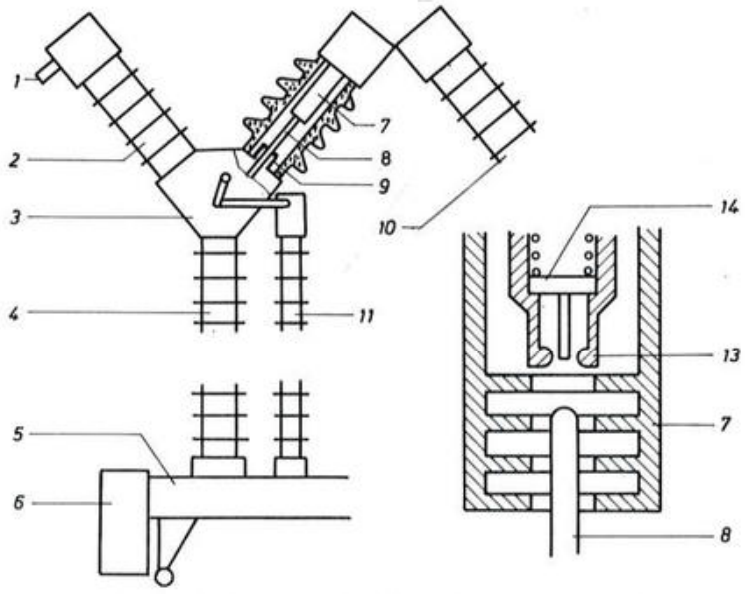
Sl. 728. Uljna deion-komora

sastoji se od niza izolacijskih pločica (1) s radijalnim rasporom među koje su umetnuti potkovasti željezni limovi (2). Ti se limovi magnetiziraju zbog struje luka koji gori među kontaktima A i B. Njihovo magnetsko polje uvlači luk dublje u raspor komore i time ga dovodi u neposredan dodir s uljem. Razvijeni plinovi i ulje struje iz raspora u smjeru označenih strelica, tj. poprečno na luk, što znatno pridonosi jačini deionizacije.



Sl. 729. Shema komore rotacionog prekidača s višestrukim prekidom

Za više napone često se grade lučne komore s nekoliko prekidnih mjesta u seriji. Na takvoj se zamisli osniva i *rotacioni prekidač* francuske tvornice »Jeumont«, koji je shematski predočen na slici 729. Kroz cilindričku komoru prolazi okomita izolacijska osovina (5) na kojoj su pomični kontakti (7) i (9), dok su čvrsti kontakti (6), (3) i (10) u vodoravnim stijenkama. U zatvorenom položaju prolazi struja kroz serijski spojene kontakte 6–7–3–9–10. Gornji i donji prostor spojeni su međusobno i s okolnim uljem pomoću ispušnih otvora (1) i (8). Prema tome su oba prostora ispunjena uljem, osim prstenastih žljebova (2) i (4), koji služe kao zračni jastuci. Okretanjem osovine (5) prekida se strujni krug na četiri mjesta. Primarni lukovi, koji nastaju na dnu svake etaže, tj. među kontaktima 7–3 i 9–10, potiskuju ulje kroz otvore (1) i (8). Sekundarni lukovi na vrhovima etaža, tj. među kontaktima 6–7 i 3–9, produžuju se u kružnim žljebovima gornje i srednje izolacijske stijenke. Uljni mlazovi kroz otvore (1) i (8) štrcaju prema tome okomito na sekundarne lukove.

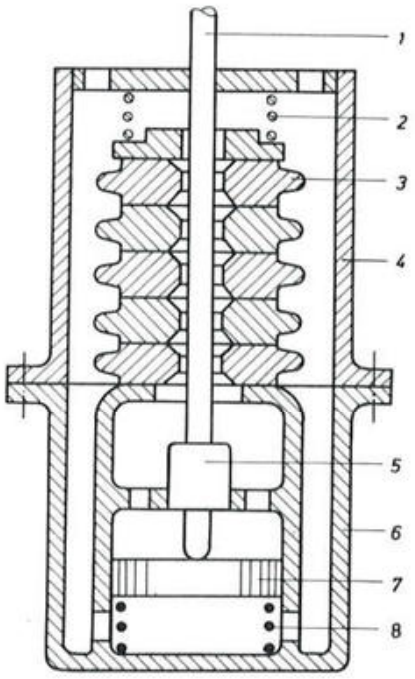


Sl. 730. Izvedba malouljnog prekidača s komorama u obliku slova V

Sistem višestrukog prekidanja sve se više primjenjuje, naročito za napone veće od 123 kV, jer se bez njega ne mogu savladati sve teži zahtjevi s obzirom na povratne napone i prekidne struje u velikim energetskim mrežama. Jedna od karakterističnih izvedbi te vrste su aparati s *komorama u obliku slova V.* Slika 730. prikazuje ideju takva prekidača švicarske tvrtke »Sprecher & Schuh«. Po dva prekidna elementa u porculanskim cijevima (2) montirana su u obliku slova V na metalni karter (3) koji je na vrhu potpornog izolatora (4). Oba su elementa međusobno vezana u seriju. U svakom je elementu kruta lučna komora (7) s glavnim kontaktima (13), pomični kontaktni svornik (8) i klizni kontakti (9). Prekidni elementi i karter napunjeni su uljem. Pogonski mehanizam (6) napinje uklopne i isklopne opruge te polužjem u postolju (5) zakreće porculansku osovinu (11). Njezino se okretanje pretvara pomoću poluga i ručica u karteru (3) u istodobno linearno gibanje kontaktnih svornika (8) u oba elementa. Izlazak svornika (8) iz glavnih kontakata (13) oslobađa u njima klipove (14) koji pod pritiskom opruga ubrizgavaju aksijalni mlaz ulja u prostor luka. Pojedini je prekidni element građen za efektivan fazni napon od $40/\sqrt{3}$ kV. Prema tome aparat sa

2 potporna izolatora po fazi (4 prekidna elementa u seriji) odgovara nazivnom linijskom naponu do 170 kV, a prekidač sa 5 stupova po fazi (10 elemenata) naponu 420 kV. Na slici je elementom 10 naznačen samo početak druge kombinacije u V-spoju. Struja prolazi, dakle, od stezaljke (1) preko lijevog elementa (2) i kartera (3) u desni element (9–8–7), i dalje u slijedeću grupu (10) do izlazne stezaljke na posljednjem elementu.

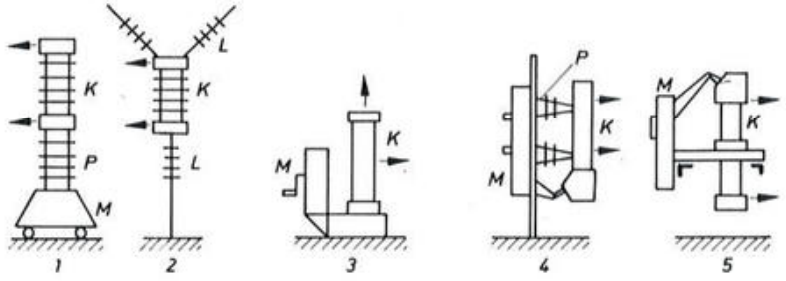
Od velikog mnoštva konstruktivnih rješenja za malouljne prekidače spomenimo još *ekspanzijske komore* njemačke tvrtke »Siemens«. Poticaj za primjenu ekspanzijskog efekta u mehanizmu gašenja dalo je iskustvo što su neki uljni prekidači, razoreni prevelikom snagom kratkog spoja, ipak još prekinuli struju upravo zbog nagle ekspanzije plinskog mjehura nakon eksplozije kotla. Načelni se presjek ekspanzijske lučne komore vidi na slici 731. U okomitoj izolacijskoj



Sl. 731. Princip ekspanzijske komore s ubrizgavanjem tekućine

cijevi (4) je nekoliko izolacijskih prstena (3) koji su stlačeni oprugom (2). Kad se izvlači kontaktni svornik (1) iz nepomičnoga kontakta (5), nastaje u ulju plinski mjehur. Zbog toga poraste u komori pritisak koji u određenom trenutku nadvlada silu opruge (2). Pri tome se prstenasti segmenti međusobno razmaknu, te među njima prostruje plin i tekućina u vanjski prostor komore. To uzrokuje naglo proširenje plinskog mjehura i deionizaciju na principu već opisanog ekspanzijskog efekta. Neki tipovi ekspanzijskih prekidača imaju u polovima ugrađene pumpe koje u času prekidanja ubrizgavaju tekućinu u prostor luka. Prema slici 731. služi u tu svrhu stap (7) koji se djelovanjem opruge (8) pokrene uvis pošto ga oslobodi svornik (1). Pri ubrizgavanju tekućine pojačava se deionizacija u kritičnom području malih struja, što unosi pozitivnu korekciju u inače zavisnu karakteristiku gašenja.

Pogodnim vanjskim oblicima malouljnih prekidača prema slici 732. nastoji se olakšati njihova ugradnja u različite tipove postrojenja, a da se pri tome što bolje iskoristi raspoloživ prostor. U vanjskim se (otvorenim) instalacijama pre-



Sl. 732. Montažni oblici malouljnih prekidača

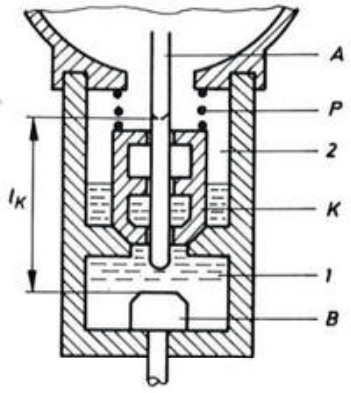
težno upotrebljava stojeća (1), a u novije vrijeme i viseća izvedba (2), dok su za unutrašnju montažu uobičajeni stojeći (3), zidni (4) i provodni tip (5) aparata. Aktivni električni dio (polovi) s lučnom komorom K i potpornim izolatorom P montiran je u stojećoj izvedbi na postolju prekidača.

Mehanički dio, tj. pogonski perni mehanizam M, ugrađen je u postolju ili prigrađenom kučištu, a kod velikih prekidača vanjske montaže često u odvojenom ormariću. Postolje s pogonskim mehanizmom zidnog tipa montira se na okomitu stijenu, a na vodoravnim (ili kosim) potpornim izolatorima su polovi aparata. U konstrukcijama provodnog tipa prolaze cilindri polova kroz prstenaste nosače postolja poput provodnih izolatora.

723.3. Hidromatski prekidači

Za napone do 72 kV primijenila je tvrtka »Siemens« već opisani princip ekspanzijske komore i kod *hidromatskih prekidača*, u kojima je ulje zamijenjeno neupadljivom tekućinom na bazi destilirane vode s dodatkom glikola. Taj dodatak snizuje ledište tekućine i tako omogućuje upotrebu aparata u širem temperaturnom području. Mješavina je poznata po izvornom nazivu expansin, a u našoj zemlji i po imenu hidrin (oznaka poduzeća »Rade Končar«). Zbog svoje električne vodljivosti, koja dosiže nekoliko stotina mikrosimensa po centimetru, hidrin djeluje poput paralelnog otpora za prigušenje sklopnih prenapona. Za razliku od ulja hidrin se ne karbonizira pod utjecajem luka, stoga je prikladan za veću učestalost sklapanja. Ako se doda glikol, povećava se Bauerov koeficijent, tj. specifična količina razvijenih plinova. Zato se za različite napone i prekidne struje upotrebljavaju i različite koncentracije glikola (hidrin A, B, C...). Relativno mala početna vodljivost hidrina od 6 do 20 μS/cm povećava se u toku pogona. Kada se (obično nakon 3–5 godina) povisi na najvišu dopuštenu vrijednost (500 μS/cm za hidrin B, 100 μS/cm za hidrin D), treba tekućinu u polovima zamijeniti. Hidrin može nadomjestiti ulje samo kao sredstvo za gašenje, ali ne može kao dielektrik. Zato hidromatski prekidači moraju u seriji s lučnom komorom imati poseban rastavni nož u zraku, koji se brzo otvara nakon gašenja luka. Kod aparata za napone više od 10 kV služi rastavni nož i za uklapanje struje, te se stoga zatvara nakon glavnih kontakata u komori. Da u aparatima za više napone (36–72 kV) izolacijski elementi komore ne bi bili trajno pod vodom, nastoji se da njezina uobičajena razina bude što niža (ispod gornjeg ruba kartera (6) na slici 731) i da se tekućina ubrizgava u komoru neposredno prije početka gašenja.

Shematski presjek elastične komore hidromatskog prekidača za napone do 12 kV prikazuje slika 733. Djelovanjem luka među kontaktima A i B raste tlak u donjem dijelu komore (1) dok ne nadvlada silu pera P. U tom se času podigne



Sl. 733. Elastična komora hidromatskog prekidača

izolacijski klip K te propusti tekućinu i plinove iz donjeg dijela (1) u gornji prostor (2). To uzrokuje naglu ekspanziju plinskog mjehura u prostoru 1 i u šupljini klipa K. Unutrašnji je dio klipa tako oblikovan da površinu tekućine što više približi stupcu luka. Najveći je razmak kontakata u otvorenom položaju aparata označen mjerom l_K.

Unatoč velikoj prednosti zbog neupaljivosti hidrina, danas taj tip aparata opet prepušta mjesto jeftinijim malouljnim prekidačima.

724. Aparati sa stlačenim plinom

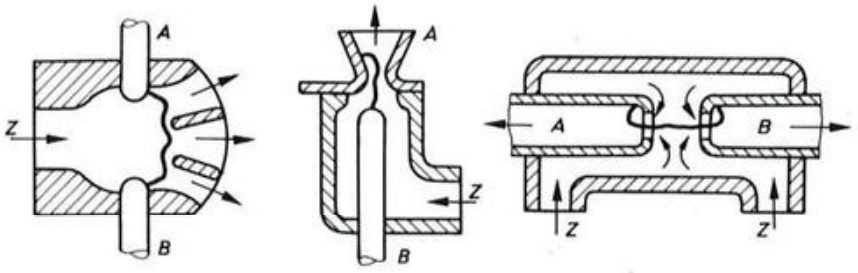
Aparati ove grupe imaju nezavisnu karakteristiku gašenja jer su količina, brzina i tlak plina koji struji kroz njihovu lučnu komoru, praktički neovisni o prekidnoj struji. Tipičan je predstavnik te grupe *pneumatski prekidač* kojemu se zrak za gašenje dovodi iz posebne kompresorske instalacije. U konstrukciji rastavnih sklopki primjenjuje se i tzv. *autopneumatski sistem* gdje vlastiti opružni mehanizam aparata pomoću stapa u cilindru komore proizvodi zračni mlaz u času prekidanja. Za velike prekidne moći razvijena je u novije vrijeme tehnika *heksafluoridnih prekidača* u kojima je komprimirani zrak zamijenjen sumpornim heksafluoridom SF_6.

724.1. Pneumatski prekidači

Uređaj za gašenje luka izvodi se u pneumatskim prekidačima na tri osnovna načina: s poprečnim (transverzalnim), uzdužnim (aksijalnim) i radijalnim strujanjem zraka. Njihov se princip može razabrati iz slike 734. Oznake A i B odnose se na čvrsti i pomični kontakt, a Z na ulaz zraka. Strelice označuju smjer strujanja.

Lijevi dio slike prikazuje sistem s poprečnim mlazom koji je okomit na luk, te ga potiskuje među izolacijske pregrade komore. Time se rezidualni stupac cijepa u više dijelova, što prema teoriji pomaka znatno ubrzava porast dielektrične čvrstoće kontaktnog razmaka. Zbog velikog potroška zraka i relativno velikih dimenzija komore taj se sistem ograničava na niže napone (približno do 15 kV).

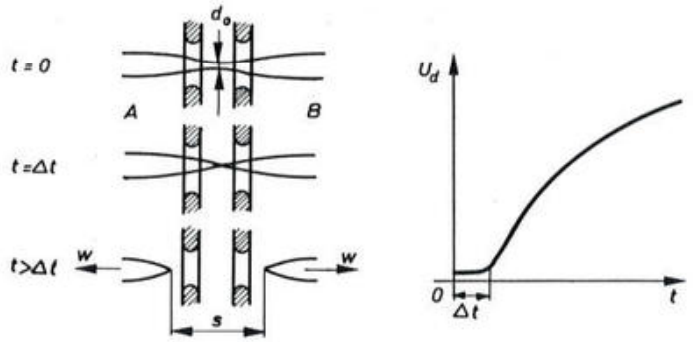
Srednji se dio slike odnosi na sistem s uzdužnim strujanjem gdje je zračni mlaz usporedan s lukom. Ovdje šuplji kontakt A služi ujedno kao sapnica. Zbog manje intenzivnog površinskog hlađenja ne dolazi do prenaglog prekidanja u području malih struja, pa je taj princip komore povoljniji s obzirom na prenapone. Manje je pogodan za prekidanje većih struja kratkog spoja jer se nakon prolaza struje kroz nulu preostala emisija elektrona i metalnih para iz usijanoga kontakta B prenosi mlazom u prostor rezidualnog stupca.



Sl. 734. Lučne komore pneumatskih prekidača

U desnoj je slici prikazan sistem radijalnog strujanja. Prema luku struji koncentričan mlaz zraka koji se zatim razdvaja u dva suprotna uzdužna mlaza i izlazi iz komore kroz šuplje kontakte A i B. Na taj se način metalne pare i rezidualna emisija elektrona odstranjuju iz prostora luka. S obzirom na intenzitet strujanja prikazana se komora s dvostrukom sapnicom približava djelovanju dviju komora s jednosmjernim mlazom. Količina zraka ne dosiže dvostruki iznos jer naglo skretanje mlaza pred ulazom u šuplje kontakte djeluje nepovoljno. Princip radijalnog strujanja afirmirao se u suvremenim izvedbama aparata i za najviše napone i najveće snage kratkog spoja. Kao što je shematski pokazano na slici, mlaz zraka prebacuje korijene luka na unutrašnju stranu kontakata A i B, zbog čega se njihove čeone dodirne plohe relativno malo oštećuju.

Analogno Princeovoj teoriji za prekidače s poprečnim mlazom (sl. 712) razvio je Kesselring teoriju pomaka za aparate s radijalnim strujanjem. Za ilustraciju osnovnih postavki može poslužiti slika 735. Lijevo su prikazani susjedni krajevi



Sl. 735. Uspostavljanje električke čvrstoće u pneumatskoj komori

šupljih kontakata i rezidualni stupac luka u tri uzastopna momenta. U času gašenja $t = 0$ sužen je stupac u svom središnjem dijelu na manji promjer d_0, jer je na tome mjestu zbog najveće radijalne komponente strujanja i hlađenje najintenzivnije. Nakon toga potreban je još neki vremenski interval Δt da se

promjer smanji na nulu, što znači da se stupac u tom trenutku cijepa u dva dijela koji se, nošeni strujom zraka, počinju odvajati dvostrukom brzinom strujanja zraka $2w$. Njihov se međusobni razmak povećava prema zakonu

$$s = 2w(t - \Delta t), \tag{7043}$$

dok se interval Δt od nul-točke struje do prekida rezidualnog stupca može prema Kesselringu [3, str. 124] odrediti relacijom

$$\Delta t = 0{,}17 \cdot \frac{\delta}{2w_r}\left(\frac{\omega I_m \delta}{2w_r}\right)^{1{,}7}. \tag{7044}$$

Pri tome je

$$\delta \approx 2 \cdot 10^{-5}\,[\mathrm{m/A^{0{,}63}}],$$

w_r – radijalna komponenta brzine strujanja [m/s],
ω – kružna frekvencija struje [$\mathrm{s^{-1}}$],
I_m – amplituda prekidne struje [A].

Radijalna komponetna brzine strujanja iznosi 5–10% aksijale brzine:

$$w_r = (0{,}05 \ldots 0{,}1) \cdot w. \tag{7045}$$

Razdvojeni dijelovi rezidualnog stupca djeluju poput metalnih šiljaka pod naponom koji se međusobno udaljuju brzinom $2w$. Isprekidana crta u dijagramu 735. (po obliku slična krivuljama na slici 410) prikazuje probojni napon takvih elektroda koje su se dodirivale do časa $t = 0$, a zatim se bez tromosti počele razdvajati konstantnom brzinom. Stvarno uspostavljenom probojnom naponu U_d odgovara puna crta. Njezin početni vodoravni dio prikazuje interval Δt u kojem još postoji kontinuitet rezidualnog stupca. Da prolazni povratni napon koji titra vlastitom frekvencijom kruga f_0, te u trenutku $1/2f_0$ postiže tjemenu vrijednost, ne bi uzrokovao ponovno paljenje luka, mora interval Δt biti što kraći. U svakom slučaju treba postići

$$\Delta t \ll \frac{1}{2f_0}. \tag{7046}$$

S obzirom na veliku razliku između ulaznog i izlaznog tlaka dostiže brzina strujanja w *brzinu zvuka* w_z u plinu odgovarajućeg tlaka i temperature:

$$w_z = \sqrt{\varkappa pv} = \sqrt{\varkappa R_s T}. \tag{7047}$$

Pri tome je

$\varkappa = c_p/c_v$ – koeficijent adijabate,
$c_p, c_v \left[\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{K \cdot kg}}\right]$ – specifična toplina pri konstantnom tlaku, odnosno volumenu,
$p \left[\frac{\mathrm{N}}{\mathrm{m^2}} = \frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{m\,s^2}}\right]$ – tlak plina,
$v \left[\frac{\mathrm{m^3}}{\mathrm{kg}}\right]$ – specifični volumen plina po jedinici mase,
$R_s \left[\frac{\mathrm{m^2}}{\mathrm{K \cdot kg}}\right]$ – plinska konstanta prema relaciji (7028).

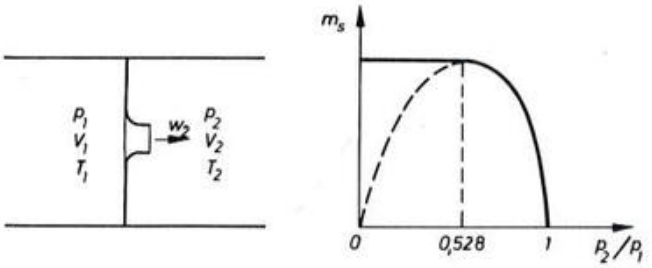
Uz pretpostavku da se strujanje odvija *adijabatski*, tj. bez dovoda i odvoda topline i bez gubitaka trenja, vezani su tlak $p\,(\mathrm{N/m^2})$, specifični volumen $v\,(\mathrm{m^3/kg})$ i gustoća plina $\varrho\,(\mathrm{kg/m^3})$ zakonom

$$p\,v^{\varkappa} = \frac{p}{\varrho^{\varkappa}} = \text{konst.} \tag{7048}$$

Slika 736. shematski prikazuje istjecanje plina iz prostora višeg tlaka p_1 u prostor nižeg tlaka p_2. Brzinu istjecanja, mjerenu na izlazu iz cilindrične sapnice, određuje jednadžba

$$w_2 = \sqrt{2\frac{\varkappa}{\varkappa - 1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}}\right]}. \tag{7049}$$

Ta jednadžba vrijedi ako je ulazna brzina jednaka nuli.



Sl. 736. Adijabatsko strujanje plina

Ako poraste p_1, odnosno opada p_2, raste brzina w_2, ali samo dotle dok se omjer tlakova ne snizi do kritične vrijednosti

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)_{kr} = \left(\frac{2}{\varkappa + 1}\right)^{\frac{\varkappa}{\varkappa - 1}}. \tag{7050}$$

Ako to uvrstimo u relaciju (7049), dobivamo pripadnu kritičnu brzinu

$$w_{kr} = \sqrt{2\frac{\varkappa}{\varkappa + 1} p_1 v_1}. \tag{7051}$$

Jednadžba adijabate (7048)

$$p_1 v_1^{\varkappa} = p_2 v_2^{\varkappa}$$

može se pisati i u obliku

$$p_1 v_1 = p_2 v_2 \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}},$$

što za kritični omjer tlakova prema (7050) daje

$$p_1 v_1 = (p_2 v_2)_{kr} \cdot \frac{\varkappa + 1}{2}.$$

Primjenom tog izraza i omjera (7050) na jednadžbu kritične brzine (7051) dobiva se

$$w_{kr} = \sqrt{\varkappa \cdot (p_2\, v_2)_{kr}} \tag{7052}$$

Usporedba dobivenog rezultata s formulom (7047) pokazuje da strujanje pri kritičnom omjeru tlakova u izlaznom presjeku cilindrične sapnice postiže brzinu zvuka u plinu kojemu je stanje određeno vrijednostima $(p_2, v_2)_{kr}$. To je ujedno najveća brzina plina koja se može postići jednostavnom cilindričnom sapnicom. U području od $p_2/p_1 = 1$ do kritičnog omjera $(p_2/p_1)_{kr}$ tlak je u izlaznom presjeku cilindrične cijevi jednak vanjskom tlaku p_2. Dvoatomni plinovi, a približno i zrak, imaju koeficijent adijabate $\varkappa = 1{,}4$, što prema (7050) daje

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)_{kr} = 0{,}528. \tag{7053}$$

Padne li vanjski tlak ispod kritičnog iznosa, zadržava tlak u izlaznom presjeku minimalnu vrijednost $0{,}528\, p_1$, te zbog toga strujanje zraka i ne može prekoračiti odgovarajuću brzinu zvuka w_z. Za postizanje nadzvučnih brzina treba primijeniti ekspanzijsku (De Lavalovu) sapnicu koja se u početnom dijelu suzuje, a zatim proširuje. Ona u svom divergentnom dijelu omogućuje daljnju ekspanziju plina ispod kritičnog tlaka $p_{2\,kr}$. Pri tome je u najužem presjeku kritični tlak, a strujanje na tome mjestu ima pripadnu brzinu zvuka.

Za stacionarno strujanje mora biti ispunjena *jednadžba kontinuiteta* prema kojoj kroz svaki presjek S_x prolazi u jedinici vremena jednaka masa plina m_s (kg/s):

$$m_s = S_x\, w_x\, \varrho_x = \frac{S_x\, w_x}{v_x} = \text{konst.} \tag{7054}$$

Prema zakonu (7048) ima plin u izlaznom presjeku S cilindrične sapnice specifični volumen

$$v_2 = v_1 \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{\varkappa}},$$

pa se relacija (7054) može pisati u obliku

$$m_s = \frac{S\, w_2}{v_2} = S \cdot \frac{w_2}{v_1} \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{\varkappa}}.$$

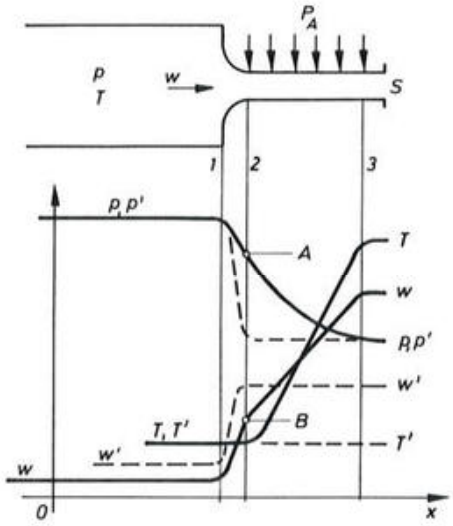
Nadomjestimo li brzinu w_2 relacijom (7049), dobivamo

$$\left.\begin{aligned} m_s &= M \sqrt{\left(\frac{p_2}{p}\right)^{\frac{2}{\varkappa}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa+1}{\varkappa}}} \\ M &= S \sqrt{2\,\frac{\varkappa}{\varkappa - 1} \cdot \frac{p_1}{v_1}}. \end{aligned}\right\} \tag{7055}$$

Grafički prikaz protoka m_s kao funkcije omjera p_2/p_1 prikazan je u dijagramu slike 736. U natkritičnom području, tj. uz omjer tlakova između 1 i 0,528, mi-

jenja se m_s po desnoj grani krivulje, dok u potkritičnom području ($p_2/p_1 < 0{,}528$) zadržava konstantan maksimalni iznos.

Za funkciju pneumatskih prekidača vrlo je važan utjecaj električnog luka na strujanje plina. Na slici 737. shematski je prikazan dio spremnika koji sadrži komprimiran hladni zrak tlaka p_1 i temperature T_1. Na spremnik je priključena



Sl. 737. Utjecaj topline luka na strujanje plina

cilindrična sapnica lučne komore presjeka S. Zrak dolazi iz kotla zanemarivo malom brzinom w_1, koja se u konvergentnom dijelu među presjecima 1 i 2 povećava na znatan iznos w_2. Radi jednostavnijeg razmatranja procesa može se pretpostaviti da luk koji u sapnici gori između presjeka 2 i 3 dovodi zračnom mlazu konstantnu toplinsku snagu P_A. Pri tome se mlaz u pojedinim presjecima sapnice zagrije na različite temperature T, a povećani protutlak u komori smanjuje ulaznu brzinu zraka w_2 na prijelazu iz konvergentnog u cilindrični dio. Ispitivanjima je potvrđeno [47] da se uz dovoljno veliku snagu luka može potpuno spriječiti priliv svježeg plina u sapnicu ($w_2 = 0$), štoviše, da se zrak može trenutno potisnuti iz komore u suprotnom smjeru ($w_2 < 0$). Jasno je da opisani *efekt termodinamičkog prigušivanja* ograničava prekidnu moć aparata, zato se u području velikih struja karakteristika pneumatskog prekidača više ne može smatrati nezavisnom.

Budući da je brzina strujanja u spremniku zanemarivo mala, tj. $w_1 \approx 0$, mogli bismo brzinu w_2 odrediti pomoću jednadžbe (7049). Pri tome treba, međutim, uzeti u obzir da je protutlak p_2 funkcija snage luka. Crte u dijagramu 737. predočuju prostornu raspodjelu brzine, tlaka i temperature. Isprekidane crte $w' - p' - T'$ odgovaraju strujanju bez luka, koje je u čitavom sistemu adijabatsko, a pune crte $w - p - T$ prikazuju parametre plina pri zapaljenom luku. U tom se slučaju mogu promjene stanja smatrati adijabatskim samo lijevo od presjeka 2. U dijagramu se vidi kako zbog topline luka tlak p_2 (točka A) postaje viši od p_2', a brzina w_2 (točka B) manja od w_2'.

Za računsko određivanje brzine w_2 treba osim jednadžbe stanja

$$\frac{p_1 v_1}{T_1} = \frac{p_2 v_2}{T_2} = R_s = \text{konst.} \tag{7056}$$

i jednadžbe kontinuiteta

$$S_1 w_1 \varrho_1 = S_2 w_2 \varrho_2 = m_S = \text{konst.} \tag{7057}$$

primijeniti još zakon impulsa

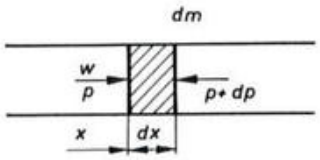
$$-v\,\mathrm{d}p = w\,\mathrm{d}w \tag{7058}$$

i zakon energije

$$\mathrm{d}Q = c_p\,\mathrm{d}T + w\,\mathrm{d}w, \tag{7059}$$

gdje je Q (J/kg) dovedena toplina po jedinici mase plina. Budući da sapnicom prolazi svake sekunde količina zraka m_s (kg/s), kojoj luk predaje toplinu P_A (J/s), izlazi

$$Q = \frac{P_A}{m_s}. \tag{7060}$$



Sl. 738. Ilustracija zakona impulsa i energije

Za objašnjenje zakona impulsa (7058) može poslužiti slika 738. Ako u cijevi presjeka S na elementarnu masu plina

$$\mathrm{d}m = \varrho\, S\,\mathrm{d}x = \varrho\, S\, w\,\mathrm{d}t = \frac{1}{v} S\, w\,\mathrm{d}t$$

djeluje u smjeru strujanja x razlika pritiska $p - (p + \mathrm{d}p)$ silom

$$\mathrm{d}F = -S \cdot \mathrm{d}p,$$

poraste u vremenu $\mathrm{d}t$ njezina brzina w za iznos $\mathrm{d}w$ prema poznatoj jednadžbi impulsa i količine gibanja

$$\mathrm{d}F \cdot \mathrm{d}t = \mathrm{d}m \cdot \mathrm{d}w,$$

dakle:

$$-S\,\mathrm{d}p \cdot \mathrm{d}t = \frac{1}{v} S\, w\,\mathrm{d}t \cdot \mathrm{d}w.$$

Odavde slijedi relacija (7058).

Do zakona energije (7059) dolazi se ovim razmatranjem. Dovede li se količini plina m po jedinici mase specifični prirast topline $\mathrm{d}Q$ (J/kg), dakle ukupan prirast

$$\mathrm{d}A\,(\mathrm{J}) = m \cdot \mathrm{d}Q,$$

utroši se jedan dio te energije na povišenje temperature $\mathrm{d}T$, odnosno na porast akumulirane topline

$$\mathrm{d}A_T = m\, c_p\,\mathrm{d}T,$$

a ostatak na povećanje kinetičke energije

$$dA_w = d\left(\frac{m w^2}{2}\right) = m w \, dw.$$

Iz zakona održanja energije

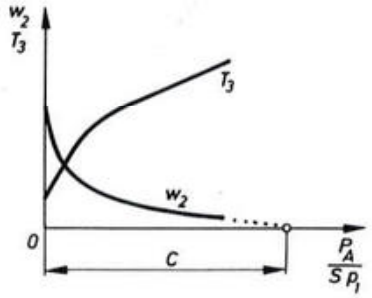
$$dA = dA_T + dA_w$$

slijedi jednadžba (7059).

Osim navednih relacija uvodi se u račun još i uvjet da brzina zraka w_3 na izlazu iz sapnice odgovara brzini zvuka

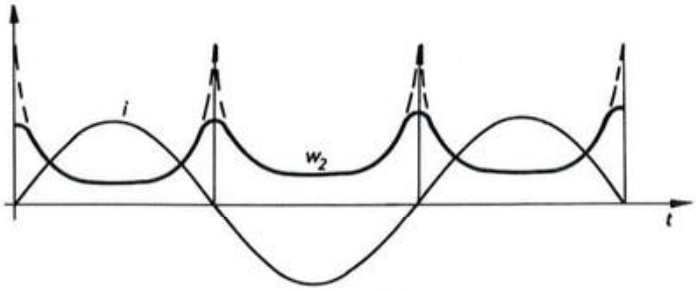
$$w_3 = w_z = \sqrt{\varkappa p_3 v_3}.$$

Konačan rezultat spomenutih razmatranja pokazuje da je brzina strujanja w_2 na ulazu u sapnicu to manja, a temperatura zraka T u sapnici to viša što je veći omjer $\frac{p_A}{S \cdot p_1}$. Prema Kesselringu [3, str. 117] može se karakter promjena tih veličina prikazati dijagramom 739. Da bi se spriječilo prekomjerno usporavanje zraka na ulazu u lučnu komoru, treba odabrati što viši tlak u spremniku p_1 i što veći presjek sapnice S.



Sl. 739. Termodinamičko prigušivanje u sapnici pneumatskog prekidača

Vremenska promjena ulazne brzine $w_2\,(t)$ za aparate izmjenične struje odgovara slici 740. Zbog termičke i mehaničke tromosti ne može se brzina zraka trenutno prilagoditi oscilacijama struje, kako bi to odgovaralo isprekidanoj crti. Zato se i u nul-točkama struje javlja prigušenje zračnog mlaza.



Sl. 740. Utjecaj struje na brzinu komprimiranog zraka

Iz dosadašnjeg izlaganja izlazi da se s povećavanjem prekidne struje do neke granične efektivne vrijednosti I_m (uz pripadnu snagu luka P_{Am}), kojoj u slici 739. odgovara apscisa nul-točke

$$C = \frac{p_{Am}}{S \cdot p_1}, \tag{7061}$$

obustavlja daljnji dovod medija za gašenje. Vrijednost I_m je tzv. termodinamička granica prekidne moći. Pripadni napon i snagu luka možemo grubo aproksimirati relacijom

$$u_{Am} = E_{Am} \cdot l \approx E_{A0} \cdot \frac{p_1}{p_0} \cdot l,$$

$$p_{Am} = u_{Am} I_m \approx E_{A0} \frac{p_1}{p_0} l I_m, \tag{7062}$$

gdje je

p_0 – atmosferski tlak,
p_1 – granični tlak u sapnici (približno jednak tlaku u kotlu),
E_{A0} – gradijent luka uz atmosferski tlak,
E_{Am} – gradijent luka uz granični tlak p_1,
l – duljina luka u sapnici.

Iz jednadžbi (7061) i (7062) slijedi izraz

$$I_m \approx \frac{p_{Am}}{l E_{A0}} \cdot \frac{p_0}{p_1} = \frac{C \cdot p_0}{E_{A0}} \cdot \frac{S}{l},$$

odnosno

$$I_m = K \cdot \frac{S}{l}. \tag{7063}$$

Konstanta

$$K = \frac{C \cdot p_0}{E_{A0}}$$

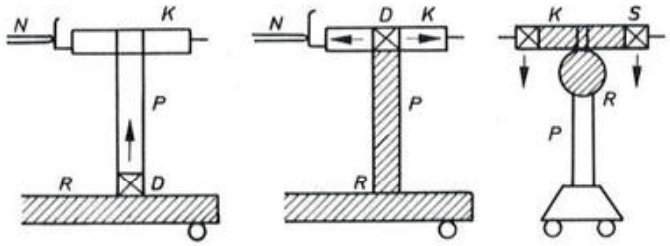
ovisi o materijalu elektroda i plinu za gašenje. Relacija (7063) podudara se s rezultatom do kojeg je na drugi način došao Labouret [47]. Prema njegovim je podacima za elektrode od volframa u zraku $K = 7000$ A/cm, a za bakar u zraku $K = 4300$ A/cm.

U interpretaciji jednadžbe (7063) potreban je određen oprez. Termodinamičku granicu struje I_m ne treba, naime, poistovjetiti s prekidnom moći aparata jer je I_m neovisno o visini i strmini povratnog napona. Struja I_m je samo gornja granica koju prekidna moć ne može prekoračiti, ali to ne znači da je može i dostići. Uz dovoljno strmi povratni napon neće aparat uspješno prekinuti ni manje struje jer će doći do ponovnog paljenja među kontaktima iako brzina zraka nije smanjena na nulu.

Neprestan porast prijenosnih napona i snaga kratkog spoja odražava se i u neprekidnom usavršavanju tehnike pneumatskih prekidača. Da bi se ubrzalo uklanjanje kvara u mreži, nastojalo se akumuliranu količinu zraka dovesti što bliže

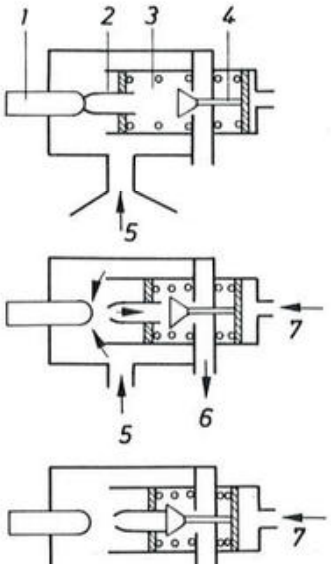
prekidnim kontaktima. To je napokon dovelo do izvedbe lučnih komora pod permanentnim tlakom.

Glavni se dovodni ventil D nalazi u starijim konstrukcijama na spremniku R koje ujedno služi kao postolje, kako to shematski prikazuje slika 741. lijevo. Nakon otvaranja ventila treba relativno mnogo vremena da se šuplji potporni izolatori P napune komprimiranim zrakom i da se u lučnoj komori K stvori puni pogonski tlak. Zato je u novijim izvedbama glavni ventil podignut na vrh izolatora, tj. u visinu komore (srednji dio slike). U oba je slučaja komora pod

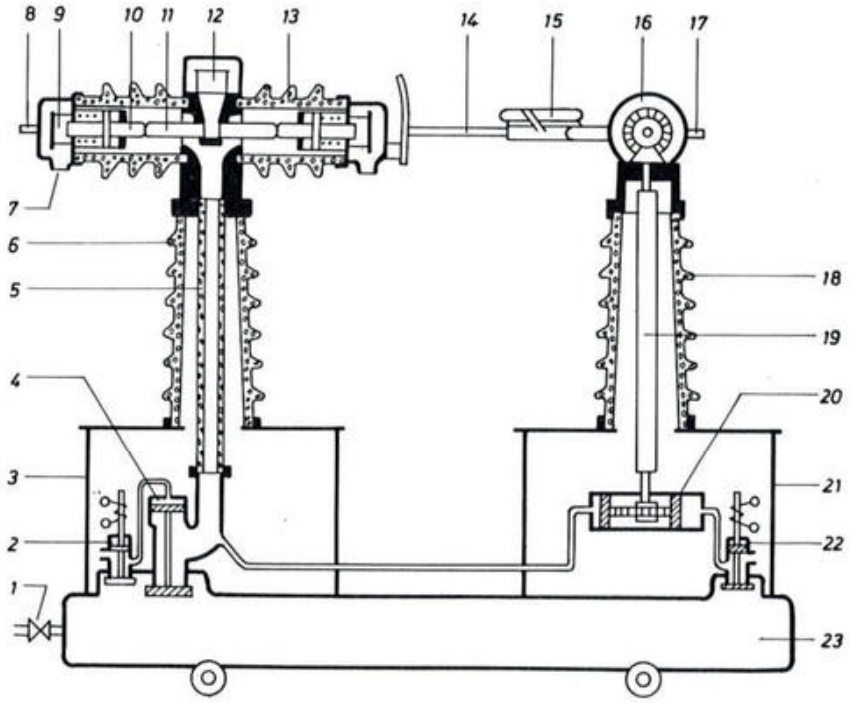


Sl. 741. Napajanje lučne komore komprimiranim zrakom:
osjenčano – pod stalnim pritiskom,
– ventili

tlakom samo za vrijeme gašenja, dok je normalno u njoj atmosferski pritisak. Budući da zrak od 1 ata ne može uz uobičajene male razmake glavnih kontakata osigurati potrebnu dielektričnu čvrstoću, takvi prekidači imaju posebne rastavne noževe N u seriji s lučnim komorama. Noževi se otvaraju neposredno nakon gašenja luka. Njihova mehanička inercija i složeni pogonski mehanizam daljnji su nedostatak takve izvedbe. Aparati s komorama pod stalnim pritiskom nemaju ni dovodnih ventila ni rastavnih noževa. Strujanjem zraka za vrijeme gašenja upravlja se pomoću ispušnih ventila S na krajevima lučne komore, analogno desnom dijelu slike 741.



Princip lučne komore pod stalnim pritiskom može se razabrati iz slike 742. Komora je u izravnoj vezi sa spremnikom iz kojeg komprimirani zrak (strelica 5) ulazi u prostor glavnih kontakata. U normalnom je pogonu šuplji pomični kontakt 2 pritisnut silom pera na nepomični kontakt 1, dok se obostrani tlakovi zraka na njegov klip međusobno poništavaju. Mali gubici zraka iz prostora 3 kroz zatvoreni ispušni ventil 4 nadoknađuju se iz kotla kroz šuplji kontakt. Impuls za prekidanje daje se tako da se tlak zraka (strelica 7) dovede na klip ispušnog ventila koji se pokrene ulijevo. Kroz otvoreni ventil izađe zrak iz prostora 3 u ispuh (strelica 6). Time nastaje razlika tlaka na klip 2, koja potisne pomični kontakt protiv sile pera. Istodobno prostruji svjež zrak iz kotla (strelica 5) među otvorene kontakte, te kroz šuplji kontakt 2, otvoreni ventil 4 i ispuh 6 izlazi u atmosferu. Neposredno nakon gašenja luka dostigne ispušni ventil krajnji lijevi položaj i zatvori izlaz iz šupljega kontakta. Time se obustavi daljnje strujanje zraka. Prostor među kontaktima ostaje pod punim tlakom, a prostor 3 pod atmosferskim pritiskom. Razlika tlakova s obje strane klipa 2 održava kontakte u otvorenom položaju. Impuls za uklapanje daje se tako da se prekine napajanje ispušnog ventila (strelica 7) i desna strana njegova cilindra spoji s atmosferom. Zbog nestanka tlaka na klip vrati se ventil 4 djelovanjem pera u desni položaj i zatvori izlaz iz cilindričnog prostora 3, koji se kroz šuplji kontakt 2 napuni komprimiranim zrakom. Čim se izjednači tlak s obje strane klipa na kontaktu 2, potisne ga pero ulijevo i tako opet zatvori glavne kontakte.



Sl. 743. Shematski presjek pneumatskog prekidača

Slika 743. prikazuje shematski presjek jednog pola pneumatskog prekidača s lučnim komorama koje su pod tlakom samo za vrijeme gašenja. Tropolni aparat sadrži tri prostorno odvojena i mehanički nezavisna pola koje međusobno povezuju samo električki i pneumatski spojevi. Svaki pol ima vlastito postolje sastavljeno od tlačnog spremnika (23) i dvaju kućišta (3 i 21) s ugrađenim

organima za upravljanje i pogon. Na lijevom potpornom izolatoru (6) je lučna komora (13), a na desnom je izolatoru (18) zupčani prijenos (16) rastavnog noža (14).

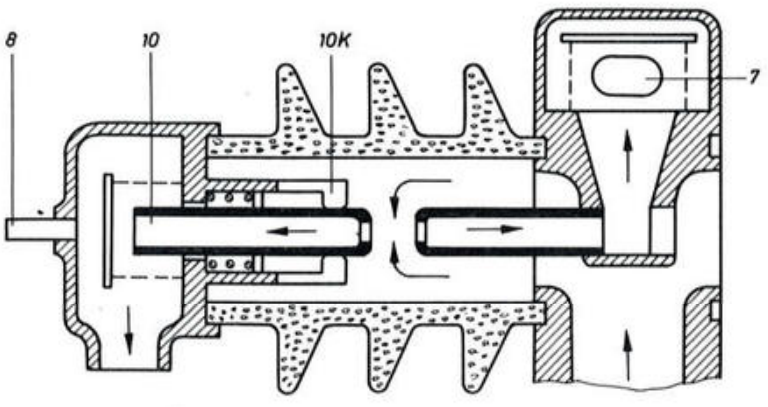
Visokonaponski dovod i odvod pojedine faze priključuje se na stezaljke (8 i 17). Između njih je glavni strujni krug prekidača koji se u prikazanom slučaju sastoji od rastavnog noža (14) i dviju u seriju vezanih lučnih komora s pomičnim (10) i nepomičnim glavnim kontaktima (11). Trenutnim se otvaranjem glavnih kontakata prekida struja u krugu, a naknadnim se zakretanjem rastavnog noža u okomit položaj osigurava potreban trajni dielektrički razmak. Kako su glavni kontakti, osim u intervalu prekidanja, trajno zatvoreni, uklapa se brzim zatvaranjem rastavnog noža.

Aparat se pomoću povratnog ventila (1) priključuje na razvod komprimiranog zraka od približno 15 atp, koji istodobno služi i za pokretanje kontaktnih organa i za gašenje luka. Upravljački impuls dovodi se električnim putem magnetskom svitku isklopnog (2) ili uklopnog elektroventila (22). Kad se otvori elektroventil za isklapanje (2), dovodi se tlak iz kotla u gornju stranu glavnog ventila (4), te se njegov stap potisne prema dolje. Time glavni ventil propusti veliku količinu zraka iz spremnika (23) kroz porculansku cijev (5) u lučnu komoru. Pošto nadvlada sile kontaktnih pera i razdvoji glavne kontakte, komprimirani zrak struji radijalno u njihov međuprostor. Zatim prolazi kroz šuplje kontakte (10 i 11) i metalne mreže za deionizaciju (9 i 12), te izlazi u atmosferu kroz ispušne otvore (7) na krajevima komora i na središnjem dijelu (v. sl. 744).

Metalne rešetke (9 i 12) deioniziraju plinove prije izlaska iz komore kako ne bi ugrozili vanjsku izolaciju. Iz koljena glavnog ventila (4) odlazi vodoravnom tankom cijevi manja količina zraka u lijevu stranu pogonskog cilindra (20) i pokrene njegov stap udesno. Linearno se gibanje stapa pretvara zupčanom letvom i zupčanikom u okretanje porculanskog vretena (19). Stožnici u glavi (16) prenose kretanje na rastavni nož (14) koji se otvara nekoliko poluperioda nakon gašenja luka. Posebni pomoćni kontakti, mehanički vezani s pogonskim vretenom (19), prekinu u tom času uzbudu elektroventila (2), koji se zatvori, a to izaziva uzastopno zatvaranje glavnog ventila i kontakata lučne komore. Time je završen proces isklapanja.

Za uklapanje treba impuls dovesti svitku uklopnog elektroventila (22) koji propusti zrak u desnu stranu pogonskog cilindra. Zbog toga se njegov stap pomakne ulijevo i pomoću porculanskog vretena zatvori rastavni nož.

Da slučajno zaleđivanje kontakata u zimsko doba ne bi ometalo otvaranje rastavnog noža, ugrađuje se tzv. ledolomna naprava (15). To je zglobni mehanizam

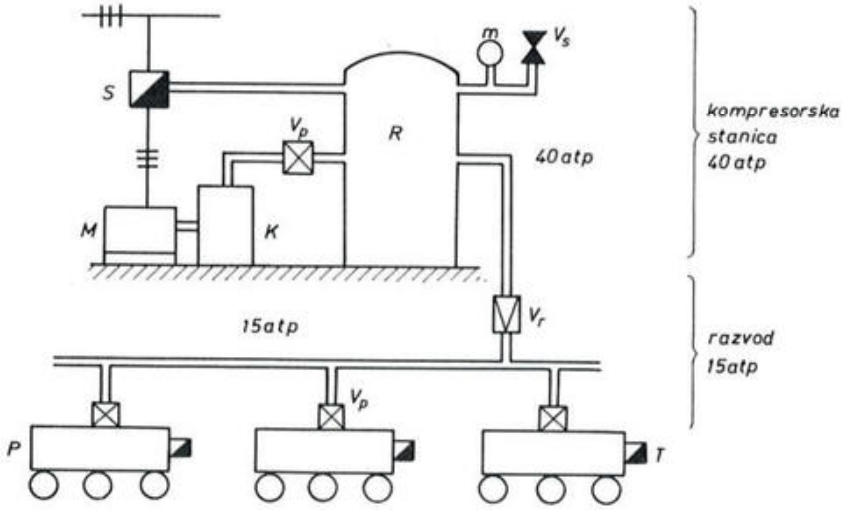


Sl. 744. Lučna komora pneumatskog prekidača u trenutku gašenja

s oprugama koji dopušta da se nož savije oko zgloba i time slomi led na kontaktnom mjestu.

Slikom 744. predočen je shematski presjek lučne komore u trenutku gašenja. Strelice pokazuju smjer strujanja zraka. Na slici se vidi pomični kontakt (10) u otvorenom položaju jer je zračni pritisak na njegov prstenasti stap nadvladao silu kontaktnog pera. Galvansku vezu između priključne stezaljke (8) i pomičnoga kontakta (10) osigurava klizni tulipanski kontakt 10 K.

Za pouzdan rad pneumatskih prekidača vrlo je važna izvedba kompresorske instalacije i razvoda zraka do pojedinog aparata. Principnu shemu snabdijevanja komprimiranim zrakom sadrži slika 745.



Sl. 745. Shema instalacije komprimiranog zraka:

M – elektromotor,
K – kompresor,
R – centralni spremnik,
P – prekidači,
S – tlačna sklopka,
m – manometar,
V_p – povratni ventil,
V_r – redukcioni ventil,
V_s – sigurnosni ventil,
T – tlačni relej.

Kompresor K tlači zrak u centralni spremnik visokog tlaka (npr. 40 atp). Nakon redukcije na pogonski tlak (npr. 15 atp) zrak se razvodi do niza prekidača P. Tlačna sklopka S automatski uspostavlja ili prekida spoj između elektromotora M i mreže tako da tlak u kotlu R ostane stalno među udešenim granicama (npr. 38–40 atp).

Tlačni releji T mjere tlak u vlastitim kotlovima pojedinih prekidača. Padne li tlak aparata ispod donje pogonske granice (npr. 12 atp), otvaraju se kontakti releja T koji su serijski vezani s uzbudnim svicima upravljačkih elektroventila 2 i 22 na slici 743, sprečavajući njihovo djelovanje.

Takvo blokiranje prekidača u trenutnom položaju štiti ga od nezgoda koje bi mogle nastati pri sklapanju uz preniski tlak (nedovoljno strujanje zraka u komori, usporeno kretanje rastavnog noža).

Povratni ventili V_p na ulazima u kotlove sprečavaju strujanje zraka u suprotnom smjeru. Sigurnosni ventil V_s otvara se samo ako zbog kvara na automatici tlak akumuliranog zraka prekorači nazivni tlak kotla R (npr. 45 atp). Na slici je označen i redukcijski ventil V_r koji visoki tlak iz centralne akumulacije snizuje na pogonski tlak. Poželjno je da omjer redukcije bude što veći, svakako

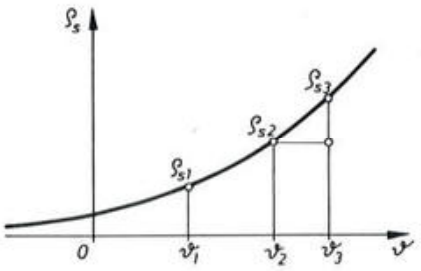
iznad 2 : 1, jer se time smanjuje vlažnost zraka u razvodnom sistemu. Ona, doduše, praktički ne utječu na gašenje luka, ali bi kondenzacija vlage na unutrašnjim hladnim površinama izolatora mogla uzrokovati električni preskok, a na metalnim dijelovima koroziju.

Pretpostavimo da je kotao volumena $V(\mathrm{m}^3)$ napunjen vlažnim zrakom koji sadrži masu m_p (kg) vodene pare. Njegova je apsolutna vlažnost prema tome

$$\varrho_p = \frac{m_p}{V}\left(\frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{m}^3}\right).$$

Ako se kotao hladi, ϱ_p se neće mijenjati sve do tzv. temperature zasićenja. Odmah ispod te temperature započinje kondenzacija prvih čestica pare, i što se hlađenje dalje nastavlja, to se veća količina vlage izluči u obliku vodenih kapljica. Time se, dakako, smanjuje ϱ_p.

Funkcionalnu vezu između temperature ϑ i najviše moguće apsolutne vlažnosti ϱ_s prikazuje slika 746. Veličina ϱ_s nije ništa drugo nego gustoća (specif. masa) zasićene vodene pare. Prikazana krivulja maksimalne vlažnosti zraka vrijedi



ϑ °C	ϱ_s g/m³	p_s kp/cm²
−20	0,88	0,001
−10	2,14	0,003
0	4,84	0,006
10	9,40	0,013
20	17,30	0,024
30	30,36	0,043
40	51,11	0,075

Sl. 746. Maksimalni sadržaj vodene pare u vlažnom zraku

i za bilo koji drugi plin, i ne ovisi o tlaku plina. To slijedi iz Daltonova zakona za smjese plinova i para prema kojem se para i plin u smjesi vladaju tako kao da sami zauzimaju čitav obujam spremnika. Zato se parcijalni tlak svake komponente određuje pomoću jednadžbe stanja (7026), dok je tlak smjese koji djeluje na stijene kotla jednak zbroju parcijalnih tlakova. Zasićena para ima u normalnom području temperature niski parcijalni pritisak p_s koji tek pri 100°C poraste na 1,033 kp/cm². Neke su njegove vrijednosti također navedene u tablici slike 746.

Relativna vlažnost zraka

$$\varphi = \frac{\varrho_p}{\varrho_s} \cdot 100\,\% \tag{7064}$$

je procentualni odnos između stvarne i najveće moguće količine pare u zraku pri određenoj temperaturi.

Pretpostavimo da je u spremniku volumena $V = 2{,}5\ \mathrm{m}^3$ zrak temperature $\vartheta_3 = 20\,^\circ\mathrm{C}$ koji sadrži $\varrho_p = 9{,}40$ grama vodene pare po kubnom metru. Prema slici 746. pripadna je točka $\varrho_p(\vartheta_3)$ ispod krivulje zasićenja, što znači da je para

pregrijana. Pri jednakoj temperaturi zrak bi mogao primiti i veću količinu vlage, sve do $\varrho_{s3} = 17{,}30\ \mathrm{g/m^3}$. To znači da je njegova relativna vlažnost

$$\varphi_3 = \frac{\varrho_p}{\varrho_{s3}} \cdot 100 = \frac{9{,}40}{17{,}30} \cdot 100 = 54\,\%.$$

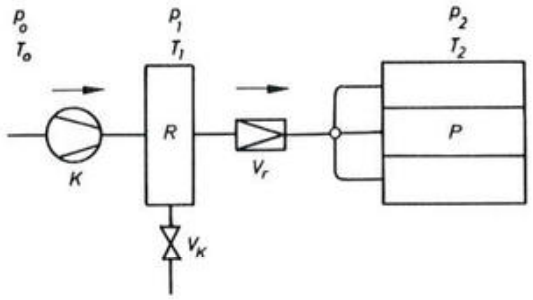
Ako temperatura padne, relativna će se vlažnost povećati i pri $\vartheta_2 = 10\,^\circ\mathrm{C}$ postići vrijednost

$$\varphi_2 = \frac{\varrho_p}{\varrho_{s2}} \cdot 100 = \frac{9{,}40}{9{,}40} \cdot 100 = 100\,\%,$$

što odgovara stanju zasićenja. Pri daljnjem zahlađenju do $\vartheta_1 = 0\,^\circ\mathrm{C}$ snizuje se sadržaj zasićene pare u zraku na iznos $\varrho_{s1} = 4{,}84\ \mathrm{g/m^3}$, a višak se vlage

$$m_K = V \cdot (\varrho_p - \varrho_{s1}) = 2{,}5\,(9{,}40 - 4{,}84) = 11{,}4\ \mathrm{g}$$

izlučuje u kotlu kao kondenzat.



Sl. 747. Utjecaj kompresije i redukcije tlaka na vlažnost zraka

Razmotrimo još kako se kompresijom na visoki tlak akumulacije i naknadnom redukcijom na pogonski tlak postiže sušenje (dehidracija) vlažnog zraka. Shemu procesa prikazuje slika 747. u kojoj su kompresor (K), centralni spremnik (R), redukcijski ventil (V_r) i prekidači (P) označeni jednakim slovima kao na slici 745. Kompresor usisava vlažan zrak atmosferskog tlaka p_0 i apsolutne vlažnosti ϱ_0 te ga u spremniku R tlači na visoki pritisak p_1. Ako su, osim toga, i apsolutne temperature zraka na ulazu u kompresor T_0 i u spremniku T_1 različite, bit će svakih V_0 kubnih metara usisanog zraka stlačeno na manji volumen:

$$V_1 = V_0 \cdot \frac{p_0}{p_1} \cdot \frac{T_1}{T_0},$$

u kojem bi jednaka količina pare $m_p = \varrho_0 V_0$ prouzročila mnogo veću vlažnost

$$\varrho_1 = \varrho_0 \cdot \frac{V_0}{V_1} = \varrho_0 \cdot \frac{p_1}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T_1}.$$

Ona, međutim, ne može prekoračiti vlažnost zasićenja ϱ_{s1} za temperaturu T_1. Višak vlage, koji se kao voda taloži u kotlu, ispušta se povremeno pomoću ventila za odvajanje kondenzata V_K.

Pretpostavimo, dakle, da je u kotlu R zrak maksimalne vlažnosti ϱ_{s1}. Nakon redukcije na pogonski tlak p_2 on se dovodi prekidačima P koji su na temperaturi T_2. Svakih V_1 kubnih metara zraka iz spremnika R ekspandira u kotlovima prekidača na veći volumen V_2, pri čemu se njegova apsolutna vlažnost smanji na vrijednost

$$\varrho_2 = \varrho_{s1} \cdot \frac{V_1}{V_2} = \varrho_{s1} \cdot \frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{T_1}{T_2},$$

a relativna vlažnost na iznos

$$\varphi_2 = \frac{\varrho_2}{\varrho_{s2}} \cdot 100 = \frac{\varrho_{s1}}{\varrho_{s2}} \cdot \frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{T_1}{T_2} \cdot 100. \qquad (7065)$$

Iz posljednje jednadžbe izlazi da su za sušenje zraka poželjni što viši tlak akumulacije p_1 i što niža temperatura T_1 centralnog spremnika, koji se zbog toga obično instalira na najhladnijem mjestu.

Za ilustraciju neka bude

$p_1 = 45$ ata, $p_2 = 15$ ata,
$T_1 = 273 + 10$ K, $T_2 = 273 + 20$ K.

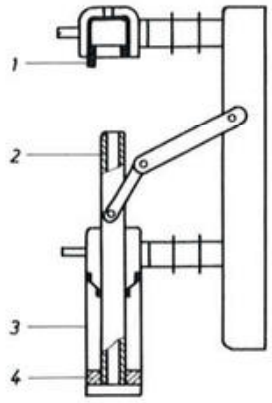
Iz krivulje na slici 746. slijedi

$$\varrho_{s1} = 9{,}40 \text{ g/m}^3, \qquad \varrho_{s2} = 17{,}30 \text{ g/m}^3.$$

Prema relaciji (7065) bit će maksimalna relativna vlažnost zraka u prekidačima

Kod autopneumatskih sklopki luk se gasi također strujom komprimiranog zraka (odnosno plina) u lučnoj komori. No, taj zrak ulazi u komoru iz malog klipnog uređaja koji je neposredno do komore, te automatski djeluje pri isklapanju sklopke. Zrak se tlači relativnim pomicanjem klipa i cilindra za vrijeme razdvajanja kontakata pomoću energije koja se obično akumulira u peru u toku prethodne operacije uklapanja. U nekim izvedbama, na primjer na slici 748, pomični je kontakt (2) šupalj i vezan s pomičnim klipom (4). On se pri isklapanju kreće prema dolje i tlači zrak u cilindru (3). Zračni mlaz struji kroz šuplji pomični kontakt koji gori između njegova vrha i gornjeg nepomičnog lučnog kontakta. U drugim se slučajevima po nepomičnom klipu kreće pomični cilindar kao sastavni dio pomičnog kontakta.

Slično kao kod pneumatskih prekidača, komprimirani zrak se usmjerava prema električnom luku sapnicom, ali kod autopneumatskih su aparata presjek sapnice S i tlak zraka p_1 na ulazu u sapnicu praktički mnogo manji. Njihova



Sl. 748. Autopneumatska rastavna sklopka

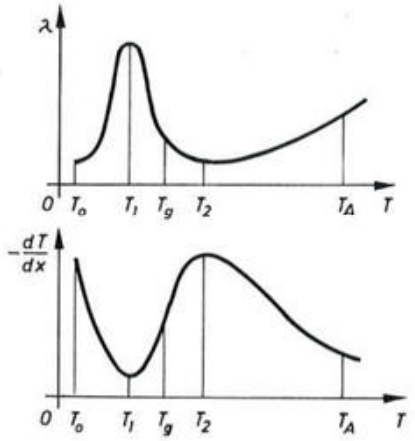
je prekidna moć ograničena termodinamičkom granicom pri kojoj prestaje strujanje medija, a koja prema relaciji (7061) iznosi

$$P_{Am} = u_{Am} \cdot I_m = C \cdot S \cdot p_1.$$

Aparati s autopneumatskim sistemom gašenja luka u zraku izrađuju se obično kao sklopke koje mogu prekidati struje normalnog opterećenja, ali ne mogu struje kratkog spoja.

724.3. Prekidači sa sumpornim heksafluoridom SF_6

To je nova tehnika, razvijena oko 1950. u američkom poduzeću »Westinghouse«. Osniva se na dobrim svojstvima sumpornog heksafluorida (SF_6) kao sredstvo za gašenje luka i kao dielektrika.



T_A-temperatura u osi stupca,
T_0-temperatura na stijenki lučne komore,
T_g-temperatura gašenja,
T_1-temperatura koja odgovara λ_{max},
T_2-temperatura koja odgovara λ_{min}

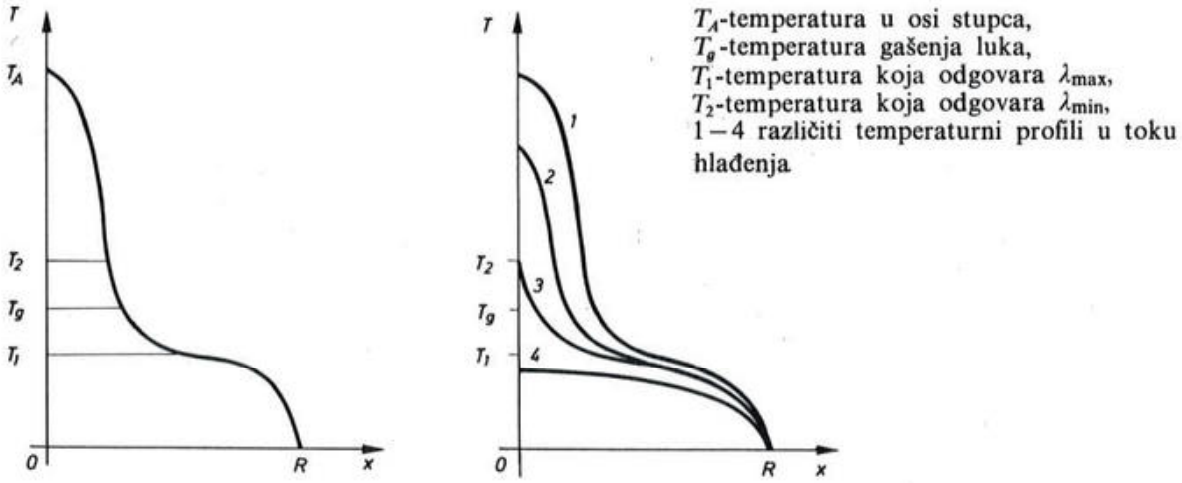
Sl. 749. Ovisnost toplinske vodljivosti λ i gradijenta temperature dT/dx lučnog stupca u SF_6 o temperaturi

Sumporni heksafluorid kao sredstvo za gašenje luka. Plin SF_6 ubraja se u grupu plinova koji imaju velik afinitet prema negativnim nabojima, te »upijaju« slobodne elektrone iz plazme i vežu ih za svoje neutralne molekule i disocijacijom nastale atome. Takvim *zahvatom elektrona* nastaju teško pokretljivi negativni ioni koji se u prostoru među kontaktima praktički vladaju kao dielektrik.

Pojavom zahvata znatno se smanjuje vremenska konstanta, jer zbog naglog pretvaranja vanjskih slojeva lučne plazme u praktički nevodljivi plašt od tromih iona preostaje u njegovoj osi rezidualni stupac ekstremno malog početnog promjera, a time i male akumulirane energije. Smanjivanju presjeka stupca u SF_6 pridonosi i to što njegova toplinska vodljivost ovisi o temperaturi, kako to u načelu pokazuje slika 749. Iz dijagrama se vidi da koeficijent toplinske vodljivosti λ postiže maksimum na nekoj temperaturi T_1 (približno 2000 K), a minimum pri temperaturi T_2 (približno 4000 K). Temperatura T_1 je za SF_6 manja od temperature gašenja luka (za luk u dušiku ili vodiku $T_1 > T_g$). Pri temperaturi gašenja ($T_g \approx 3000$ K) smanjuje se gustoća elektrona u plinu na kritičnu vrijednost ispod koje se luk ne može održati ni ponovno upaliti. Promjena $\lambda(T)$ vezana je uz intenzitet procesa disocijacije plina, koji se također mijenja s temperaturom. Iz oblika krivulje $\lambda(T)$ slijedi da toplina, izlazeći radijalno iz stupca kroz slojeve sa sve nižom temperaturom, (od T_A u osi stupca, preko T_2 i T_1, do T_0 na stijenci lučne komore polumjera R) prolazi kroz medij različite toplinske vodljivosti λ.

Toplinska snaga P, koja iz lučnog stupca duljine l izlazi kroz cilindrični sloj polumjera x, debljine dx i površine $S = 2\pi x l$, proizvodi u tom sloju radijalni pad temperature dT s negativnim gradijentom dT/dx prema jednadžbi

$$\frac{dT}{dx} = -\frac{P}{\lambda S} = -\frac{P}{\lambda \cdot 2\pi x l}.$$



T_A-temperatura u osi stupca,
T_g-temperatura gašenja luka,
T_1-temperatura koja odgovara λ_{max},
T_2-temperatura koja odgovara λ_{min},
1–4 različiti temperaturni profili u toku hlađenja

Sl. 750. Temperaturni profil luka u SF_6 unutar hladne cijevi polumjera R

Uz aproksimaciju da je toplina razvijena u stupcu unutar plašta polumjera x razmjerna polumjeru i duljini lučnog stupca, dakle $P/xl = \text{konst.}$, a prema tome toplinska snaga kroz jedinicu površine $P/S = \text{konst.}$, slijedi

$$\frac{dT}{dx} \approx -\frac{\text{konst.}}{\lambda}.$$

Na temelju tog izraza dobiva se iz gornje krivulje $\lambda(T)$ na sl. 749. donji dijagram na sl. 749. Njemu odgovara temperaturni profil $T(x)$ rezidualnog stupca

u trenutku gašenja prema krivulji sl. 750. lijevo. Na sl. 750. desno prikazuju krivulje 1 ... 4 uzastopne promjene profila $T(x)$ u toku hlađenja.

Istraživanja pomoću spektrografa masa pokazuju da u posljednjem poluvalu struje luka, tek nekoliko mikrosekundi prije njezina prolaza kroz nulu, počinje naglo rasti udio struje negativnih iona (F_2^-, SF^-, F^-) uzrokovan pojačanim efektom zahvata elektrona. Time se objašnjava ekstremno mala vremenska konstanta luka u nul-točki struje, koja se prema nekim podacima spušta do 10^{-1} μs za miran plin, i do 10^{-3} μs za SF_6 koji struji brzinom zvuka.

Sumporni heksafluorid kao dielektrik. SF_6 ima odlična dielektrična svojstva. Njegova je probojna čvrstoća pri atmosferskom tlaku oko 30% manja, pri apsolutnom tlaku 1,65 ata jednaka, a uz 2,3 ata oko 15% veća od probojne čvrstoće ulja. Usporedbu dielektričnih svojstava dušika i SF_6 prikazuje tablica 751.

Tabl. 751. Probojni napon za N_2 i SF_6 u kV.

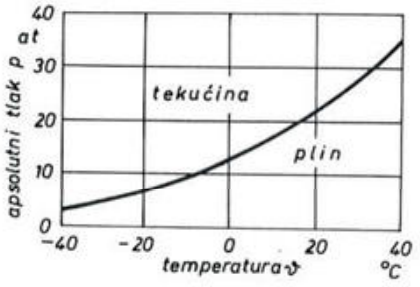
$p \cdot d$ kp/cm² · mm	10	20	30	40	50
N_2	25	55	80	100	118
SF_6	77	146	203	250	294

Probojni napon mjeren strujom 60 Hz i kuglastim iskrištem 5 cm uz različite umnoške tlaka plina p i razmaka elektroda d

Zbog opisanih deionizacijskih i dielektričnih svojstava mogu se u SF_6, uz inače jednake uvjete, prekidati približno 100 puta veće struje nego u zraku. To omogućava gradnju aparata relativno malih dimenzija za vrlo velike snage kratkog spoja, ali pri konstrukciji treba uzeti u obzir i neke specifične osobine plina.

Druga fizička i kemijska svojstva sumpornog heksafluorida. SF_6 je bezbojan i neotrovan plin bez mirisa, neupaljiv i inertan: ne reagira s vodom i ne napada nijedan materijal na temperaturi do 500 °C. Pod djelovanjem električnog luka vrlo se malo raspada u niže fluoride, koji su otrovni i agresivni prema nekim izolacijama i metalima. Njihovo se korozivno djelovanje pojačava zbog visoke temperature i prisutnosti vlage. Produkti disocijacije lako se odstranjuju pomoću filtera s aktivnim aluminijevim oksidom (Al_2O_3).

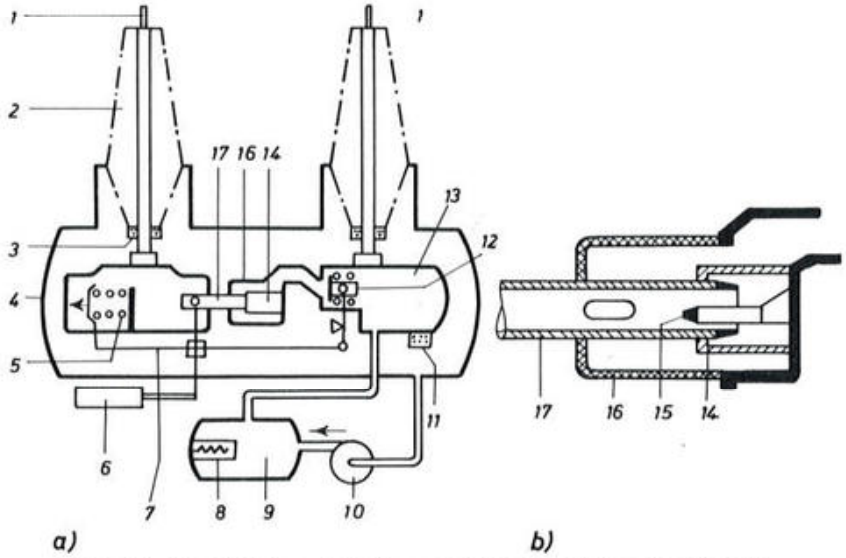
Uz jednaku temperaturu plin SF_6 prelazi iz plinovitog stanja u tekuće pri mnogo nižem tlaku nego zrak. Zato u aparate vanjske montaže, koji rade s povišenim tlakom, treba ugraditi električne grijače. Krivulju ravnotežnog napona para sumpornog heksafluorida prikazuje slika 752. Pod atmosferskim tlakom i na temperaturi 20 °C SF_6 ima oko 5 puta veću gustoću nego zrak. To omogućuje da se prekidač puni plinom kroz otvor u donjem dijelu, pri čemu iz gornjeg otvora izlazi zrak.



Sl. 752. Krivulja ravnoteže plin-tekućina za SF_6

Funkcija *dvotlačnog* prekidača sa sumpornim heksafluoridom može se objasniti na osnovi shematske slike 753. a.

Aparat je hermetički zatvoren sistem. Bitni dijelovi aparata smješteni su u čeličnom kotlu (4) koji je napunjen plinom niskog pretlaka (2 at). Iz njega se plin pomoću kompresora (10) tlači u pomoćni kotao (9) pod pretlakom od približno 14 at i s njime spojeni glavni kotao (13). Da se spriječi kondenzacija plina, u visokotlačnom je dijelu automatski upravljani grijač (8). Glavni strujni krug prolazi od lijeve priključnice (1) kroz šuplji provodni izolator (2) ispunjen plinom, pomični kontakt (17) i nepomični kontakt (14) na stijenku glavnoga kotla (13) i desnu priključnicu. Za uklapanje služi pogonski cilindar (6) koji je preko desne spojke vezan s pogonskim polužjem (7) te njime pomiče udesno kontakt (17) i napinje isklopnu oprugu (5). Kad se oslobodi ta opruga, isklapa se tako što se pomakom polužja (7) ulijevo otvori ventil (12) i rastave kontakti (17 i 14).



Sl. 753. Dvotlačni prekidač sa sumpornim heksafluoridom:

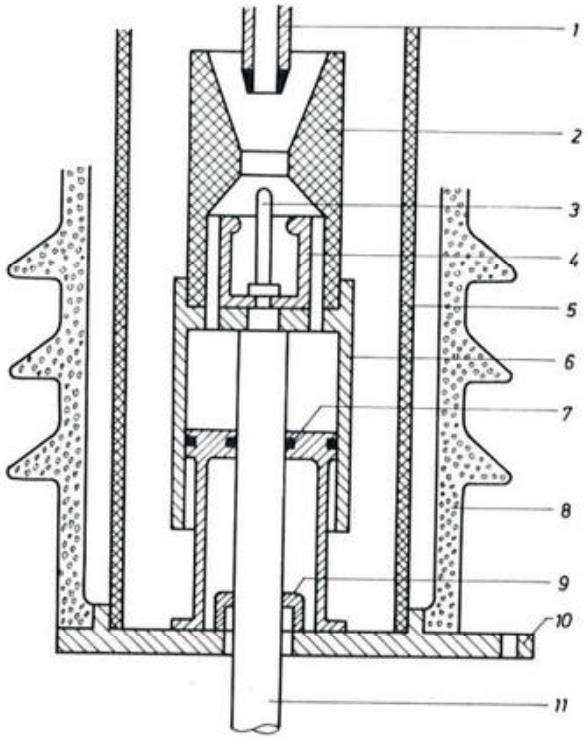
a) shematski prikaz;
1-priključnica,
2-provodni izolator,
3-filter Al_2O_3,
4-kotao (pretlak 2 at),
5-isklopna opruga,
6-pogonski cilindar,
7-pogonsko polužje,
8-grijalo,
9-pomoćni kotao (pretlak 14 at),

b) detalj lučne komore;
10-kompresor za SF_6,
11-filter Al_2O_3,
12-ventil,
13-glavni kotao (pretlak 14 at),
14-nepomični glavni kontakt,
15-nepomični lučni kontakt,
16-lučna komora od teflona,
17-pomični kontakt

Pri tome prostruji SF_6 iz visokotlačnog kotla (13) u teflonsku lučnu komoru (16) te se kroz šuplji kontakt (17) vraća u niskotlačni spremnik (4). Električni luk gori među sinterovanim krajevima pomičnoga kontakta (17) i lučnoga kontakta (15) (v. pojedinost na sl. 753. b), a dodirne plohe za trajno vođenje struje ostaju neoštećene. Da bi se iz kotla odstranili produkti disocijacije plina i spriječio njihov ulazak u provodne izolatore, ugrađeni su filtri (11 i 3) s aktivnim aluminijevim oksidom.

Da bi se smanjila cijena prekidača, na koju znatno utječu kompresori i grijači s pripadnom automatikom, razvijeni su za umjerene snage kratkog spoja *jednotlačni* aparati niskog tlaka.

Slika 754. prikazuje lučnu komoru takva aparata u kojoj je hermetički zatvoren SF_6 pod pretlakom od 4 at pri 20 °C. S promjenom temperature njegov se pretlak mijenja od 3 at pri − 30 °C do 4,5 at pri 50 °C (u tom području ne može doći do kondenzacije). Aparat djeluje na autopneumatskom principu, te u trenutku prekidanja proizvodi prisilno strujanje plina na račun energije isklopnih opruga.



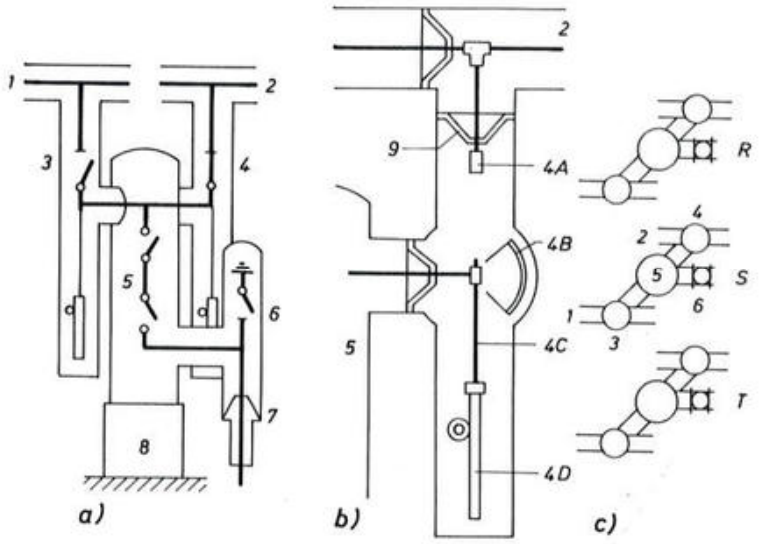
1-gornji nepomični kontakt,
2-sapnica od teflona,
3-pomični lučni kontakt,
4-pomični glavni kontakt,
5-izolacijska cijev,
6-pomični cilindar,
7-nepomični stap,
8-porculanski izolator,
9-donji nepomični kontakt,
10-donja priključnica,
11-pomični kontaktni svornik.

Sl. 754. Autopneumatska komora prekidača s plinom SF_6

Nepomični dio komore sačinjavaju porculanski izolator (8) s izolacijskom cijevi (5), donja priključnica (10) s čvrstim kontaktom (9), stap (7) i gornji kontakt (1). Kad se kontaktni svornik (11) povuče prema dolje, kreću se zajedno s njim kompresijski cilindar (6), kontakti (3 i 4) i teflonska sapnica (2). Na taj se način komprimira SF_6 u cilindru (6) i struji uz luk u sapnici (2).

U novije se vrijeme SF_6 sve više primjenjuje u *oklopnim postrojenjima* gdje služi, osim za gašenje luka, i kao dielektrik za izolaciju dijelova pod naponom (sabirnica, rastavljača itd.) prema metalnom oklopu. Time se uvelike smanjuju dimenzije postrojenja, što omogućuje dovođenje vrlo visokih napona u središta potrošnje. Tlocrtna je površina postrojenja u usporedbi s tradicionalnim otvorenim izvedbama približno u omjeru 12 : 1 manja za napon 242 kV, u omjeru oko 23 : 1 za napon 420 kV. Oklopno se postrojenje može smjestiti bilo na slobodnom prostoru bilo u zgradi jer pruža punu zaštitu od dodira i sigurnost protiv požara, a nije osjetljivo prema atmosferskim utjecajima. Shematski prikaz jednog polja s odvojenim fazama i dva sistema sabirnica prikazuje sl. 755. a. Sabirnice (1, 2), sabirnički rastavljači (3, 4) i zemljospojnik (6) smješteni su u osi cilindričnih aluminijskih cijevi u kojima su učvršćeni koničnim epoksidnim provodnim izolatorima (9). Svi su rastavljači s aksijalnim gibanjem noževa. Kontakti sabirničkih rastavljača 4C pokreću se pomoću zupčanica 4D, a u otvorenom se

položaju može njihov rastavni razmak pregraditi zakretnim izolacijskim ekranom 4B (sl. 755. b). Dvotlačni prekidač (5) (sl. 755. a) s dvije komore u seriji također je u srednjem okomitom metalnom cilindru. Pretlak plina SF_6 u čitavom je kućištu 2,5 at. U postolju prekidača (8) je kompresor i visokotlačni kotao od 14 at pretlaka s ugrađenim grijačem. Kompresor siše SF_6 iz kućišta prekidača,



a) shematski prikaz jednog polja;
b) detalj sabirničkog rastavljača;
c) tlocrt triju faza jednog polja;
1 i 2-sabirnice,
3 i 4-sabirnički rastavljači,
4A-čvrsti kontakt rastavljača,
4B-zakretni ekran,
4C-pomični kontakt,
4D-zupčanica,
5-prekidač,
6-zemljospojnik
7-kabelska glava,
8-postolje prekidača,
9-konični provodni izolator.

Sl. 755. Oklopno postrojenje izolirano plinom SF_6

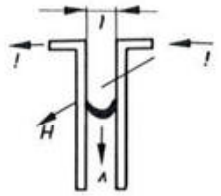
a visokotlačni je spremnik spojen s njegovim lučnim komorama. Sl. 755. c prikazuje tlocrt triju faza jednog polja tog postrojenja.

725. Lučne komore bez posebnog medija za gašenje

Iz ove ćemo skupine aparata ukratko prikazati dva sistema, koji po svojoj važnosti zauzimaju posebno mjesto: sistem s magnetskim gašenjem u uskim rasporima i sistem »deion« s parcijalnim lukovima.

725.1. Prekidači s magnetskim gašenjem u uskim rasporima (radijalno hlađenje luka na izolacijskim pločama)

Osnovna zamisao o gašenju luka pomoću magnetskog polja već je prikazana slikom 6104. Glavni je krug sklopke spojen u seriju sa svitkom za gašenje. Na taj način struja prekidanja i uzbuđuje magnetske polove N—S među kojima su kontakti prekidača. Poprečno magnetsko polje djeluje silom F na električni luk te ga potiskuje na rogove kontakta i tako produljuje. Ako je luk dulji, pojačava se hlađenje i deionizacija. Istraživanja su pokazala [9, str. 296] da važnu ulogu u tom procesu ima brzo kretanje luka kroz miran zrak, što je analogno djelovanju »protuvjetra« na nepomičan luk. To potvrđuje činjenica da se opisanim načinom može ugasiti i luk konstantne duljine l među usporednim elektrodama. Slika 756. prikazuje takav uređaj gdje se luk pod djelovanjem magnetskog polja H kreće brzinom v. Pri tome se zbog intenzivne deionizacije gradijent luka povećava na iznos



Sl. 756. Gašenje luka među paralelnim rogovima

$$E_A = 19 \sqrt[3]{\frac{v^2}{i}} \qquad (E_A \ldots \text{V/cm},\ v \ldots \text{m/s},\ i \ldots \text{A}). \tag{7066}$$

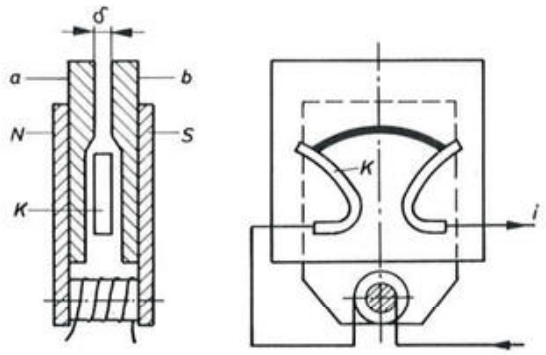
U induktivnom krugu jednosmjerne struje napona U i otpora R započinje gašenje luka (tj. opadanje struje) kada prema relaciji (6339) napon luka $p_A = l \cdot E_A$ trajno premaši vrijednost $U - Ri$. U času prekida struje poprima p_A vrijednost *napona gašenja*

$$p_{A0} = \lim_{i \to 0} (l E_A) > \lim_{i \to 0} (U - Ri),$$

odnosno

$$p_{A0} = 19\, l \cdot \lim_{i \to 0} \sqrt[3]{\frac{v^2(i)}{i}} > U.$$

Kod prekidača s gašenjem luka u uskim rasporima koristi se osim opisanih pojava još i neposredan dodir luka s hladnim izolacijskim pločama, što je shematski predočeno slikom 757. Prostor među pločama a – b smatra se uskim rasporom ako njihov razmak δ nije veći od promjera luka. Ako je taj razmak veći od promjera radi se o širokom rasporu, u kojem se pojave odvijaju slično kao u slobodnom prostoru.



Sl. 757. Komora aparata s uskim rasporima

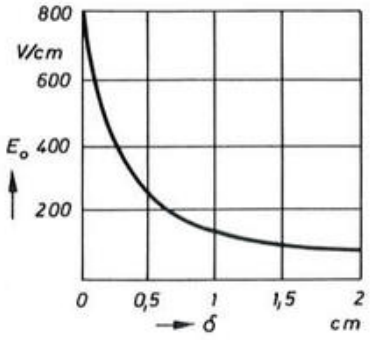
Za gradijent luka E_A (V/cm), koji se pod utjecajem magnetskog polja kreće u uskom rasporu, navodi Babikov [9] relaciju

$$E_A = E_0 + 0{,}015 \sqrt[3]{\frac{v^2 I}{\delta}}. \tag{7067}$$

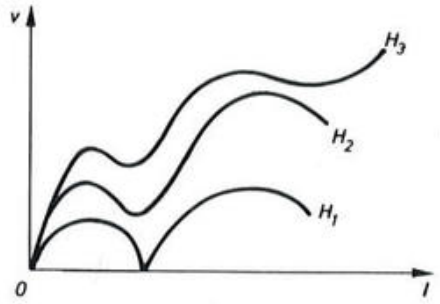
Ovdje je

E_0 (V/cm) – gradijent luka koji bi nepomično gorio u rasporu (sl. 758),
v (m/s) – brzina kretanja luka,
I (A) – jakost struje u luku,
δ (cm) – širina raspora.

Jačanje procesa deionizacije smanjivanjem raspora prikazuje dijagram $E_0(\delta)$ na slici 758. Promjenu brzine luka u ovisnosti o jakosti struje i uz razne jakosti magnetskog polja H prikazuje dijagram na slici 759. Nepravilan je oblik

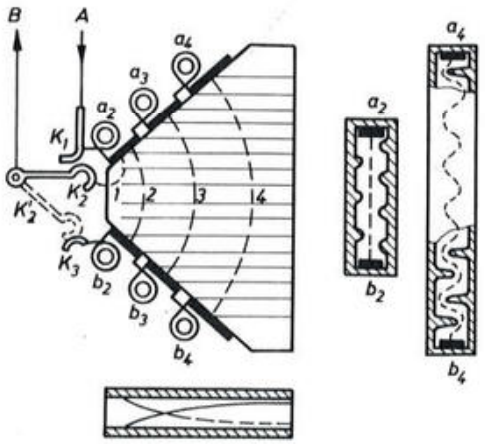


Sl. 758. Utjecaj širine raspora na luk koji miruje



Sl. 759. Brzina kretanja luka u uskom rasporu

krivulja vezan uz činjenicu da se s porastom struje u luku povećava njegov promjer, koji opet na vrlo složen način djeluje na otpor prema kretanju luka. Da bi se luk uopće kretao, mora jakost polja premašiti neku minimalnu vrijednost, koja ovisi o jakosti struje, materijalu ploča i njihovu razmaku.



Sl. 760. Keramička komora s valovitim rasporom (General Electric)

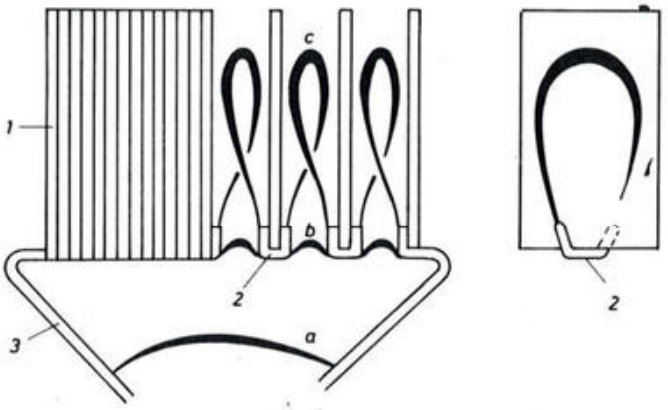
Prve je aparate takva sistema proizvela američka tvornica »General Electric«. Njihove su izolacijske ploče izvedene s rebrima koja prisiljavaju luk da pri kretanju poprima valovit oblik sve veće duljine. Shematski presjek aparata prikazuje slika 760. Struja se priključuje na stezaljke A i B. U ukopčanom se položaju dodiruju kontakti K_1 i K_2, te se struja zatvara u krugu $A - K_1 - K_2 - B$. Pri prekidanju se pomični kontakt K_2 kreće do položaja K_2'. Luk koji se u početku pojavljuje između K_1 i K_2 preskače zatim u crtkano označen položaj 1 te se pod utjecajem magnetskog polja sve više produljuje, zauzimajući redom položaje 2, 3 i 4. Pri tome se u krug struje uključuju svici za gašenje a_2 i b_2, a_3 i b_3 itd. Dok je luk još u položaju 1 (tj. za vrijeme otvaranja kontakta), prolazi struja krugom

$$A - K_1 = a_2 - \text{luk } 1 - K_2 - B.$$

U krajnjem položaju luka 4 zatvara se struja putem

$$A - K_1 - a_2 - a_3 - a_4 - \text{luk } 4 - b_4 - b_3 - b_2 - K_3 - K_2' - B.$$

U tom je položaju otpor luka toliko porastao da se struja kratkog spoja smanji za 20–30% uz istodobno povećanje faktora snage $\cos\varphi$ [10, str. 189]. Zato se i strmina povratnog napona znatno smanji bez obzira na vlastitu frekvenciju mreže. Pri prekidanju malih induktivnih struja ne nastaju opasni prenaponi jer je u tom slučaju i djelovanje magnetskog polja (svitaka za gašenje) mnogo slabije.



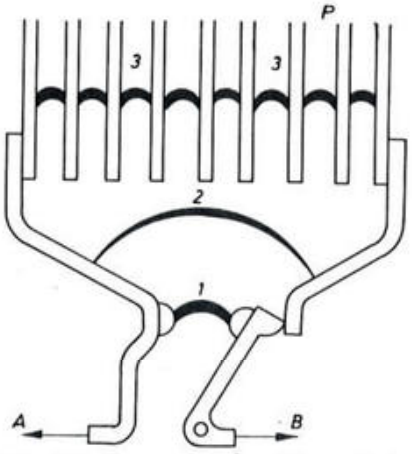
1-izolacijske ploče,
2-limovi oblika V,
3-kontaktni rogovi,
a, b i c-uzastopni položaji luka

Sl. 761. Aparat sa spiralnim lukom (»solenarc«)

Na istom se principu osniva aparat tipa »solenarc« prema sl. 761. Luk (a) se najprije penje po kontaktnim rogovima (3) do podnožnih limova (2) u obliku slova V. Na njima se dijeli u velik broj kraćih lukova (b) koji ulaze u raspore među pločama (1) te se pod utjecajem vlastitog magnetskog polja proširuju u petlje (c), koje međusobno povezane oblikuju vrlo dugačku spiralu (solenoid). Zbog velikog otpora luka u trenutku gašenja mogu se pomoću aparata s rasporima prekidati i male induktivne i kapacitivne struje uz vrlo male prenapone. Grade se za napone do 24 kV i snage kratkog spoja do 1 000 MVA.

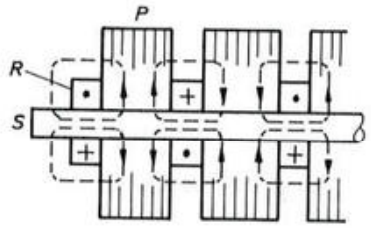
725.2. Prekidači »deion« s kratkim lukovima (aksijalno hlađenje luka na metalnim pločama)

Ovu je konstrukciju prekidača razvila američka tvornica »Westinghouse« pod nazivom »deion-grid« (deionizacijska rešetka). Njezin je princip u tome da se luk,



Sl. 762. Princip aparata s deion-rešetkom

prema slici 762, tjera u metalnu rešetku koja se sastoji od niza međusobno izoliranih usporednih metalnih ploča P s razmacima od 1,5 mm. Luk pri tome uzastopno zauzima položaje 1 (među kontaktima), 2 (na rogovima) i 3 (u rešetki). Broj ploča je tako odabran da uobičajen efektivni napon parcijalnog luka ne prelazi 60 V, što uz faktor prenapona 2 daje amplitudu od 170 V. Hladne ploče rešetke vrlo brzo deioniziraju stupce parcijalnih lukova u času prolaza struje kroz nulu. Kako je za ponovno paljenje luka potreban povratni napon od najmanje 250 do 350 V za svaki razmak (Pascheov zakon: $U_{p\,\min}(p \cdot d) = 250-350$ za zrak), postiže se na taj način sigurno prekidanje.



Sl. 763. Stvaranje radijalnog magnetskog polja za rotaciju luka

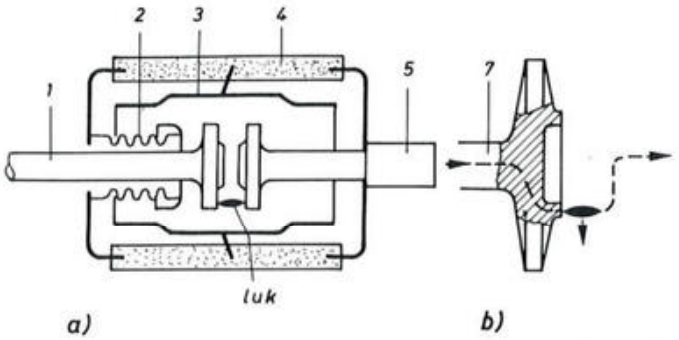
Za dobro je djelovanje aparata bitno da ploče rešetke ostanu hladne. To se postiže brzim okretanjem parcijalnih lukova (15 – 30 okretaja u svakoj poluperiodi), kako je shematski prikazano slikom 763. Metalne su ploče P navučene na izolirani svornik S. Između susjednih paketa ploča su svici R koji su naizmjence motani u suprotnom smislu i serijski spojeni s pločama. Zbog toga ima njihovo magnetsko polje unutar rešetke radijalan smjer te svojim djelovanjem uzrokuje vrtnju aksijalnih kratkih lukova oko svornika S.

725.3. Vakuumski prekidači

Iako se prve ideje o prekidanju struje u vakuumu javljaju već krajem prošlog stoljeća, do mogućnosti šire tehničke primjene dolazi tek poslije 1950. godine. Osim tehnoloških teškoća, osnovni su problem bili visoki prenaponi zbog naglog rezanja malih struja. U usporedbi s klasičnim izvedbama imaju vakuumski aparati niz prednosti: trajnost im je velika (više od 20 godina), vrlo se lako održavaju, kontakti su im uvijek metalno čisti, struja se prekida u prvoj nul-točki bez povratnog paljenja, mogu se postaviti na mjestima gdje su moguće eksplozije, hod kontakata je vrlo malen, dimenzije i težina tih aparata su male, a rad im je bešuman.

Načelnu izvedbu vakuumske lučne komore prikazuje sl. 764. Kontaktni je sistem (1, 5) hermetički zatvoren u staklenom ili keramičkom cilindru (4) evakuiranom na $10^{-7} - 10^{-9}$ mmHg. Pomični kontakt (1), koji se pokreće izvana mehaničkom silom, vezan je uz komoru elastičnim metalnim mijehom (2). Cilindrični zaslon (3) štiti unutrašnju površinu izolacijskog tijela od kondenzacije metalnih para. Kontakti su oblikovani tako (sl. 764. b) da struja čini petlju (isprekidana crta) koja svojim magnetskim poljem tjera luk u smjeru strelice F na prošireni vijenac i time štiti dodirne plohe od trošenja. Kad se kontakti pod strujom razmaknu, ispari se dio metala na veoma uskom mjestu posljednjeg dodira, tako da »vakuumski« luk stvarno gori u metalnoj pari. On se iz katodne mrlje difuzno širi prema anodi i stvara stožac od približno 60°. Oblik stošca je posljedica su-

protnog djelovanja vlastitog magnetskog polja koje u blizini katode steže strujnice luka *(pinch effect)* i tlaka metalnih para što ga nastoje proširiti. Potpuno gašenje luka u prvoj nul-točki objašnjava se upravo njegovim difuznim oblikom, zbog kojeg anoda ostaje hladna, te u trenutku promjene polariteta ne može emitirati elektrone. Do rezanja malih struja dolazi zbog toga što se s opadanjem struje tlak pare smanjuje brže nego magnetski tlak, pa se luk steže na sve manji presjek.



a) presjek;
b) detalj kontakta;
1-pomični kontakt,
2-metalni mijeh,
3-metalni zaslon,
4-izolacijsko tijelo,
5-nepomični kontakt.

Okomita strelica označuje smjer magnetskog djelovanja polja na luk

Sl. 764. Vakuumska lučna komora

Za vakuumski je luk karakteristično da se iznad određene jakosti struje (približno 100 A) cijepa u više usporednih lukova, kojima se katodne mrlje kaotično kreću na sve strane. Njihov je promjer samo nekoliko mikrometara, a gustoća struje u njima je golema ($10^6 \ldots 10^8$ A/cm^2). S porastom struje katoda se sve jače grije, te se isparavanje metala i emisije elektrona nastavljaju i nakon gašenja luka. To smanjuje brzinu kojom se uspostavlja probojna čvrstoća. (Ona je inače izvanredno velika zbog jake difuzije plazme u vakuumu: do 25 kV/μs.) Time se, dakako, ograničava i prekidna moć aparata. Prekomjerno ugrijavanje katode može se spriječiti umjetno stvorenim magnetskim poljem, koje uz vlastito kretanje lukova proizvodi još dodatnu brzu vrtnju (princip *rot-arc*). Kontaktni materijal mora biti posebno kvalitetan, s izvanredno malim sadržajem nečistoća koje se rasplinjuju, s određenom tenzijom para, određenim toplinskim svojstvima itd., jer sve to utječe na održavanje vakuuma, rezanje struje, trajnost kontakata i ostale karakteristike.

Danas se vakuumski prekidači grade pretežno za srednje napone do 17,5 kV i 25 kA prekidne moći, u manjoj mjeri i do 36 V i 63 kA, dok se s više lučnih komora u seriji proizvode već takvi aparati za najviše napone do 800 kV koji prekidaju struje do 40 kA.

726. Ispitivanja prekidne moći

Ispitivanjem prekidne moći prekidača provjeravaju se u toku istraživanja i razvoja teoretske pretpostavke i utvrđuju granične sposobnosti nove konstrukcije, a u fazi proizvodnje njime se dokazuje da aparat ima zajamčene karakteristike. Ispitna stanica može biti mrežna ili laboratorijska, prema tome dobiva li potrebnu energiju iz prijenosne mreže ili vlastitih izvora (npr. specijalnih generatora udarne snage, poznatih pod imenom kratkospojnih generatora). Premda se u laboratorijskim stanicama s manje ili više koncentriranim impedancijama ne mogu potpuno oponašati stvarne prilike energetskih sistema, ispitivanja u njima imaju

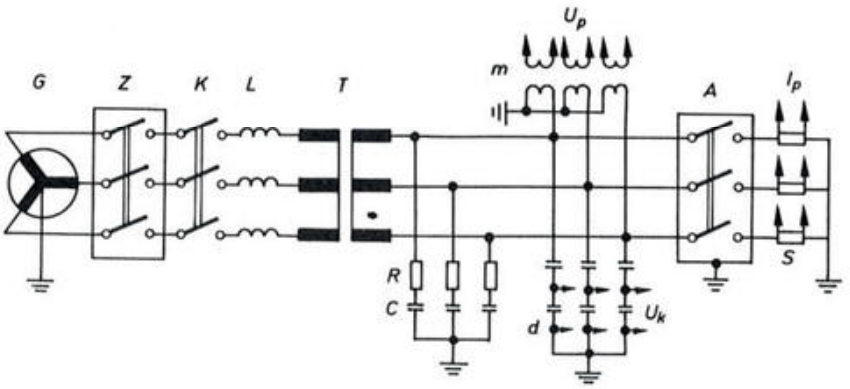
mnoge prednosti pred ispitivanjima u mreži. U mrežama postoji relativno mali broj čvorišta velike snage pogodnih za ispitivanje, njihov se pogon ne smije ometati čestim kratkim spojevima i visokim prenaponima, a ispitni se parametri ne mogu po volji mijenjati. Velika mrežna stanica francuske elektroprivrede »Fontenay« omogućuje izravna jednopolna ispitivanja aparata za 245 kV trofazne prekidne moći do 5,5 GVA. U novom francuskom centru »Les Renardières« moguć je usporedni rad mreže sa dva kratkospojna generatora, gdje se pri jednopolnom ispitivanju postiže ekvivalentna trofazna ispitna snaga od 21,5 GVA pod naponom 420 kV pri vrlo kratkotrajnim ispitivanjima. Ekonomski opravdana granica ispitne snage za generatorske stanice sada je oko 5 GVA na stezaljkama generatora, odnosno 3,5 GVA na ispitivanom aparatu. Spomenute snage nisu dovoljne da bi se veći tipovi suvremenih prekidača ispitivali tropolno u stvarnim pogonskim uvjetima. To pogotovo vrijedi za aparate u razvoju ako se uzme u obzir da se za 5 – 10 godina mogu u velikim sistemima očekivati prekidne struje do 100 kA, odnosno trofazne prekidne snage od 40 GVA pri 245 kV do 130 GVA pri 765 kV. Zato se danas sve više primjenjuju i usavršavaju ispitne metode koje aparate velike prekidne moći podvrgavaju dovoljnim naprezanjima i uz manje ispitne snage.

Prema definicijama Međunarodne elektrotehničke komisije (IEC) mogu se ispitivanja prekidne moći podijeliti u *direktna* i *sintetska*. Pri direktnom se ispitivanju dobivaju i prekidna struja i povratni napon iz jednog zajedničkog izvora (iz mreže ili generatora udarne snage). Sintetski ispitni krug sadrži dva odvojena izvora: strujni (npr. generator udarne snage) i naponski (npr. kondenzatorsku bateriju). Direktna se ispitivanja izvode u načelu tropolno, a kad to nije moguće, jednopolno ili po elementima, a sintetska se vrše jednopolno ili po elementima. Tropolna se ispitivanja obavljaju na kompletnom aparatu, jednopolna na odvojenom polu aparata, a ispitivanja po elementima na jednom ili više serijski vezanih prekidnih elemenata jednog pola. Budući da su jedino pri direknom tropolnom ispitivanju radni uvjeti aparata jednaki onima u pogonu, često se nazivaju sve ostale metode *indirektnim ispitivanjima.*

726.1. Direktna ispitivanja

Sl. 765. prikazuje shemu *direktnog tropolnog ispitivanja* pomoću generatora udarne snage. Uz prethodno zatvorene kontakte zaštitnog prekidača Z i ispitivanog prekidača A uspostavlja se kratki spoj uklapanjem specijalnog aparata K, tzv. kratkospojnika. Zatim se prekida struja otvaranjem ispitivanog prekidača A, a na kraju se otvara zaštitni prekidač Z. Katodni oscilograf, priključen na odvod U_k, snima visokofrekventne titraje prijelaznog povratnog napona, a petljasti oscilografi, vezani na odvode U_p i I_p, bilježe povratni napon pogonske frekvencije i struju kratkog spoja. Impedancijama R, L, C podešavaju se željeni parametri struje i povratnog napona. Generator G posebne je konstrukcije s neobično malom početnom i prolaznom reaktancijom, velikom čvrstoćom statorskog namota prema elektrodinamičkim silama i jakom udarnom uzbudom u trenutku kratkog spoja. Namoti generatora i transformatora mogu se serijskim i paralelnim prespajanjem svitaka u zvijezdi i trokutu podešavati za široko područje napona i struja.

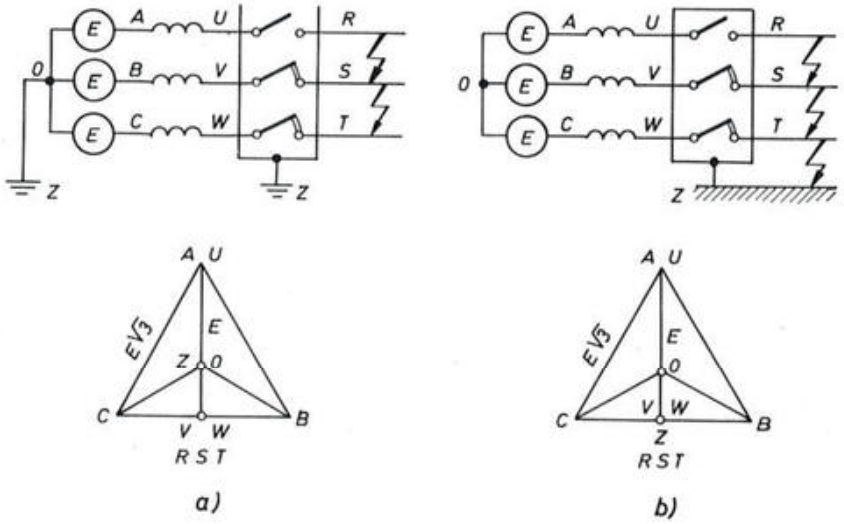
Jednopolnim ispitivanjem treba ispitivani pol aparata podvrgnuti takvim naprezanjima kakva se pojavljuju u najviše napregnutoj fazi tropolnog prekidača. Ta najviše napregnuta faza redovito je ona u kojoj se luk najprije gasi. Sl. 766. a prikazuje naponske prilike ako je zvjezdište kruto uzemljeno, a trofazni kratki spoj izoliran



Sl. 765. Shema direktnog tropolnog ispitivanja prekidne moći:

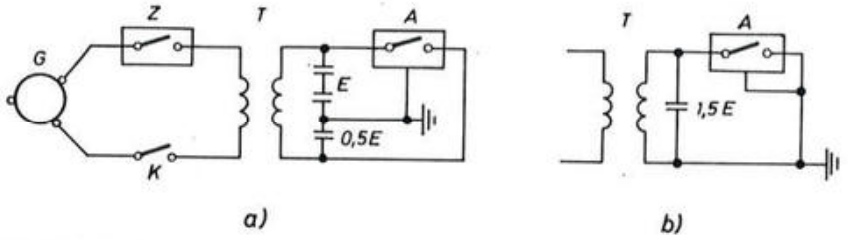
G-generator udarne snage,
T-transformator udarne snage,
Z-zaštitni prekidač,
K-kratkospojnik,
A-ispitivani prekidač,
L, R, C-elementi za podešavanje kruga,
m-mjerni naponski transformator,
d-djelilo napona,
S-šant za mjerenje struje,
U_p, I_p-priključci na petljasti oscilograf,
U_k-priključci na katodni oscilograf

od zemlje. Iz sheme i vektorskog dijagrama slijedi da pol koji prvi prekida ima za 50% povišen povratni napon, tj. $\overrightarrow{UR} = 1{,}5\,E$, a izolacija njegovih priključnica U i R napregnuta je naponom $\overrightarrow{UZ} = E$, $\overrightarrow{RZ} = 0{,}5\,E$ prema zemlji. Takve se pri-



Sl. 766. Naponske prilike u polu koji prvi prekida:
a) zvjezdište uzemljeno, kratki spoj neuzemljen;
b) zvjezdište izolirano, kratki spoj uzemljen.

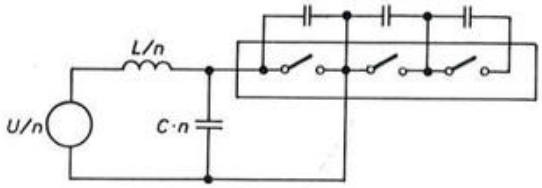
like mogu imitirati jednopolnim ispitivanjem u ispitnom krugu prema sl. 767.a. Ako je, naprotiv, zvjezdište izolirano, a trofazni kratki spoj vezan sa zemljom, kako prikazuje slika 766. b, javljaju se na polu prvog prekida naponska naprezanja $\overrightarrow{UR} = \overrightarrow{UZ} = 1{,}5\,E$, $\overrightarrow{RZ} = 0$. Takvim uvjetima odgovara jednopolni ispitni krug prema slici 767. b.



G-generator,
K-kratkospojnik,
Z-zaštitni prekidač,
T-transformator,
A-ispitivani prekidač.

Sl. 767. Jednopolno ispitivanje prekidne moći za mreže s uzemljenim zvjezdištem (a) i za mreže s izoliranim zvjezdištem (b)

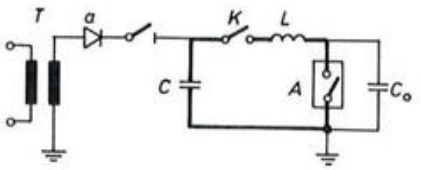
Ispitivanje po elementima primjenjuje se za prekidače vrlo visokog napona i velike prekidne moći s višestrukim prekidanjem i točno određenom nepromjenljivom razdiobom povratnog napona na pojedine elemente, koja se postiže prigradnjom paralelnih otpora ili kondenzatora. Sl. 768. prikazuje ispitivanje jednog elementa aparata s trostrukim prekidom, tj. sa $n = 3$ elementa po polu.



Sl. 768. Ispitivanje po elementima.
Prekidač ima tri prekidna elementa po fazi

Ako prekidač ima jednoliku razdiobu potencijala, potreban je umjesto punog napona U, propisanog za ispitivanje jednog pola, samo parcijalni ispitni napon U/n. Da bi se pri tome postigla puna prekidna struja i vlastita frekvencija, treba induktivitet prigušnice smanjiti na L/n, a kapacitet u krugu povećati na $C \cdot n$.

Prema zamisli A. A. Goreva iz 1937. godine može se za direktna ispitivanja upotrijebiti titrajni krug prema sl. 769, u kojem je kratkospojni generator nadomješten velikom kondenzatorskom baterijom C, prije toga nabijenom na visoki napon pomoću transformatora T i ispravljača a. Zatvaranjem kratkospojnika K počinje periodičko izbijanje baterije u krugu C–K–L–A. Kapacitet C kondenzatora C i induktivitet L prigušnice L tako su odabrani da struja



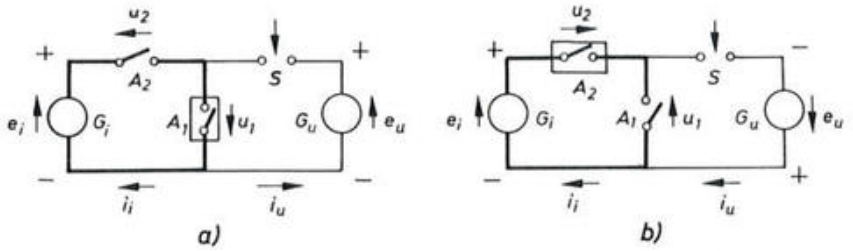
Sl. 769. Ispitni titrajni krug po Gorevu:

T-transformator,
a-ispravljač,
K-kratkospojnik,
A-ispitni prekidač,
C-nabijena kondenzatorska baterija kao izvor udarne snage

kratkog spoja titra pogonskom frekvencijom 50 Hz. Pri otvaranju ispitivanog aparata A uključuje se u krug kondenzator C_0 kojim se postiže željena frekvencija prijelaznog povratnog napona.

726.2. Sintetska ispitivanja

Sintetsko ispitivanje prekidača osniva se na činjenici da se prekidna struja i povratni napon prekidača ne pojavljuju istodobno, pa mu se stoga mogu dovoditi iz različitih izvora. Generator udarne snage može određenu prekidnu struju I proizvesti uz relativno nizak povratni napon U_i, što odgovara direktnoj prekidnoj snazi $P_{dir} = I\,U_i$. Ako se generator upotrijebi samo kao izvor struje I, a kondenzatorska baterija kao izvor n puta višeg povratnog napona $U_u = n\,U_i$, dobiva se time i n puta veća sintetska prekidna snaga: $P_{sin} = I\,U_u = n\,P_{dir}$. U načelnoj shemi sintetskog ispitivanja prema sl. 770. predočuju G_i i G_u izvore struje i napona, A_1 i A_2 prekidače koji se istodobno otvaraju, a S elektronski upravljano iskrište za priključak povratnog napona u željenom trenutku. Pravokutnikom je označen ispitivani prekidač, a drugi je prekidač pomoćni. Probojem iskrišta neposredno prije prolaza struje kroz nulu dobiva se ispitivanje na principu injekcije struje, a probojem neposredno nakon nul-točke ispitivanje na principu injekcije napona. U oba se slučaja mogu izvori povezati s ispitivanim aparatom bilo paralelno (shema 770. a) ili u seriji (shema sl. 770. b). Pri ispitivanju po



Sl. 770. Načelna shema sintetskog ispitivanja. Naponski izvor G_u priključen paralelno: a) ispitnom prekidaču; b) pomoćnom prekidaču:

S-iskrište, G_u-izvor napona.
G_i-izvor struje, Ispitivani prekidač označen je pravokutnikom.

shemi sl. 770. a priključen je izvor napona paralelno ispitivanom aparatu, a po desnoj shemi paralelno pomoćnom aparatu. Koja će se od obiju metoda ostvariti i koji će aparat biti ispitni, ovisi o odnosu polariteta naponskog i strujnog izvora u trenutku proboja iskrišta. Uz jednake polaritete s obzirom na paralelnu granu kruga, tj. na aparat A_1 dobiva se shema prema sl. 770. a, uz suprotne polaritete shema sl. 770. b. Strelice pokazuju pripadne smjerove struja i povratnih napona.

U ispitnom krugu po principu injekcije struje, spojenom prema lijevoj shemi, određeni su povratni naponi i prekidne struje jednadžbama

$$u_1 = e_u,\ u_2 = e_u - e_i;\ i_1 = i_i + i_u,\ i_2 = i_i,$$

gdje su u_1, u_2 povratni naponi, a i_1, i_2 prekidne struje kroz prekidače A_1 i A_2. Ovdje se, dakle, aparat A_1 smatra ispitivanim prekidačem jer je izložen većim naprezanjima ($u_1 > u_2$, $i_1 > i_2$). Ako se spaja prema desnoj shemi, postaje

$$u_1 = e_u,\ u_2 = e_u + e_i;\ i_1 = i_i - i_u,\ i_2 = i_i,$$

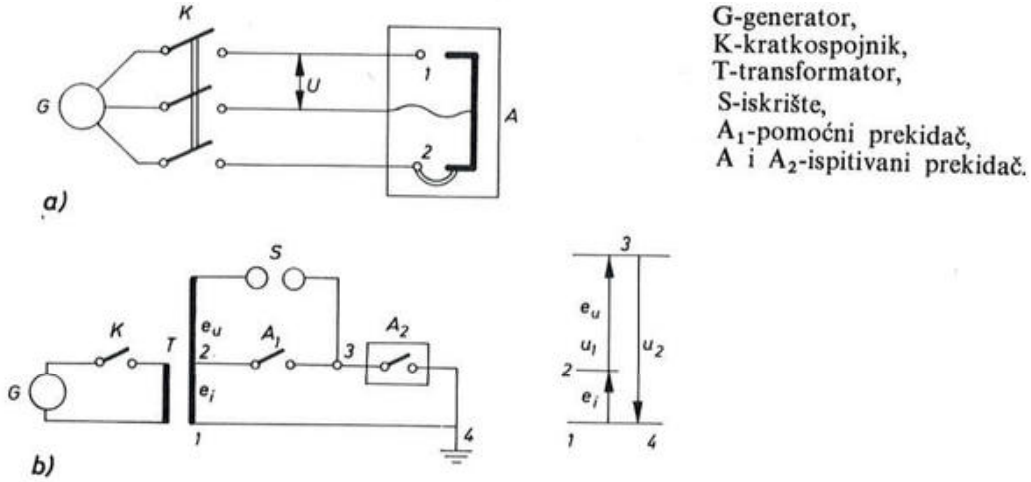
što znači da se promijenio odnos naprezanja ($u_1 < u_2$, $i_1 < i_2$), stoga su i aparati zamijenili uloge.

Analogna razmatranja vrijede za ispitni krug po principu injekcije napona. Budući da se u tom slučaju izvor G_u priključuje tek nakon nul-točke struje, određena je prekidna struja za obje sheme sl. 770. jednadžbom $i_1 = i_2 = i_i$, a jednadžbe povratnih napona ostaju nepromijenjene. Metoda injekcije struje naziva se često dvofrekventnom jer se struja u jednom od prekidača sastoji od osnovne komponente i_i pogonske frekvencije 50 Hz i injektirane struje i_u koja redovito titra mnogo višom frekvencijom. Ispitivanje injekcijom napona poznato je i pod nazivom jednofrekventne metode.

Od preteča modernih sintetskih krugova prikazana su u sl. 771. dva razvojna oblika. J. Biermans predložio je 1925. za aparate sa dva prekidna mjesta po fazi ispitni krug prema sl. 771. a, kojim se ispituje jedan pol u trofaznom krugu. Dok traje luk, kontakti su opterećeni jednakom strujom kratkog spoja kao pri direktnom tropolnom ispitivanju. Povratni napon na mjestu prvog prekida (1) iznosi u početku $1{,}5\ U/\sqrt{3}$, a nakon gašenja drugog luka poraste na pun linijski napon U. Na mjestu drugog prekida (2) javlja se odmah napon U. Pri tropolnom ispitivanju nastao bi na polu u kojem se luk najprije gasi napon $1{,}5\ U/\sqrt{3}$, od kojeg na svako prekidno mjesto dolazi $0{,}75\ U/\sqrt{3} = 0{,}43\ U$. Prema tome se opisanim načinom povratni napon povisuje u omjeru 1 : 0,43, tj. na 2,3-struki u usporedbi s tropolnim ispitivanjem.

W. F. Skeats je 1936. u ispitni krug prema shemi sl. 771. a uveo transformator T, kojeg sekundarni namot jednim dijelom služi kao izvor jake struje, a drugim kao izvor visokog napona. Dok u prekidačima A_1 i A_2 traje luk, transformator je u kratkom spoju, njegov se primarni i sekundarni magnetski tok međusobno poništavaju, pa je stoga $e_u = 0$. Nakon gašenja luka pojavljuje se na serijskom spoju aparata A_1 i A_2 najprije povratni napon kruga jake struje e_i, kojeg raspodjela na pojedine prekidače nije strogo definirana. Kad sekundarni napon dovoljno poraste, nastaje proboj na iskrištu S, čime se pomoćni prekidač A_1 prebacuje na visoki napon $u_1 = e_u$, a ispitivani prekidač A_2 prebacuje se na napon $u_2 = e_i + e_u$. Ispitni krug ne sadrži potrebnih elemenata za postizanje određenog oblika povratnog napona koji u toku ispitivanja još i varira zbog velikog rasipanja probojne čvrstoće iskrišta.

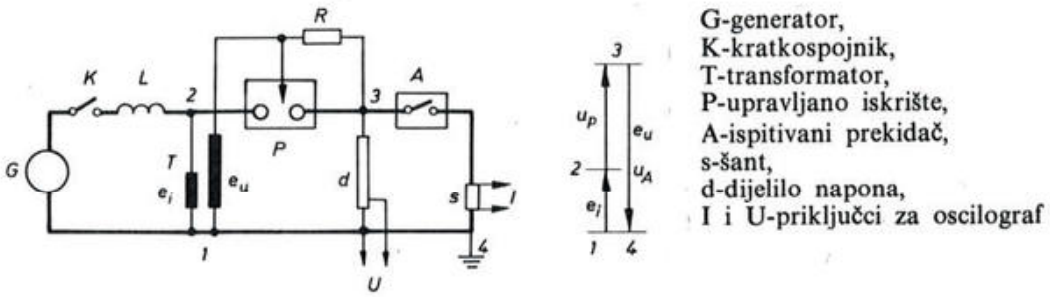
U opisanom krugu prema sl. 771. b luk prekidača ne može trajati dulje od jedne poluperiode jer pomoćni prekidač A_1, napregnut manjim povratnim



G-generator,
K-kratkospojnik,
T-transformator,
S-iskrište,
A_1-pomoćni prekidač,
A i A_2-ispitivani prekidač.

Sl. 771. Ispitni krugovi po Biermannsu (a) i Skeatsu (b)

naponom u_1, blokira vezu s namotom jake struje. Ako ni povratni napon u_2 ne probije kontaktni razmak ispitivanog aparata, smatra se da je prekidač A_2 zadovoljio. U tom će se slučaju u katodnom oscilogramu napona u_2 vidjeti normalan titrajni proces. Ako pak nastane proboj, oscilogram će pokazivati nagao pad krivulje povratnog napona uz trenutni prolaz neznatne struje iz visokonaponskoga kruga. Takav negativni rezultat ne dopušta nikakav zaključak o prekidnoj sposobnosti onih tipova aparata koji za gašenje luka obično trebaju više od jedne poluperiode.



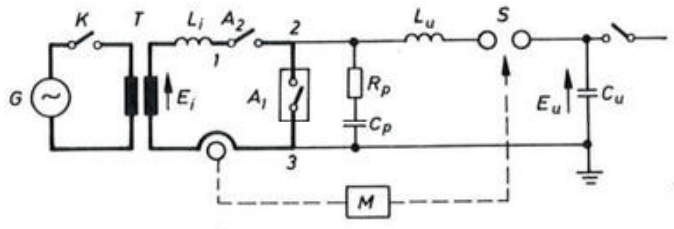
G-generator,
K-kratkospojnik,
T-transformator,
P-upravljano iskrište,
A-ispitivani prekidač,
s-šant,
d-dijelilo napona,
I i U-priključci za oscilograf

Sl. 772. Sintetski krug tvrtke »Merlin & Gerin«

Zbog navedenih nedostataka Skeatsova je shema različito modificirana. U varijanti tvrtke »Merlin & Gerin« prema sl. 772. napaja se krug jake struje izravno iz generatora G, a naponski krug iz transformatora T; pomoćni je prekidač nadomješten specijalnim upravljanim iskrištem P koje omogućuje da se ispitivanje produži na više poluvalova struje. Za vrijeme gorenja luka primarna je strana transformatora kratko premoštena, stoga sekundarni namot ne daje napon. Kad se luk ugasi uzbudi se primarni namot, pa se u sekundarnome inducira napon e_u koji se prenosi na ispitivani aparat A. Ako prekidač A ne izdrži naprezanja povratnog napona $u_A = e_u$, poteći će sekundarna struja i padom napona u otporu R izazvati proboj između srednje i desne elektrode iskrišta. Proboj se prisilnim puhanjem odmah proširuje na lijevu elektrodu i tako ponovo zatvara krug jake struje.

Od novijih sistema na principu injekcije struje dostigle su visok stupanj savršenstva metode F. Weil – G. Dobke tvrtke AEG iz 1942. i V. V. Kaplan – V. M. Našatir iz 1951, a od sistema na principu injekcije napona poznati su »komponentni spojevi I i II« poduzeća »Siemens« iz 1957. godine. Spomenuti krugovi sadrže sve potrebne elemente za točno uključivanje naponskoga kruga u željenom trenutku i za postizanje unaprijed odabranog oblika struje i napona u intervalu gašenja.

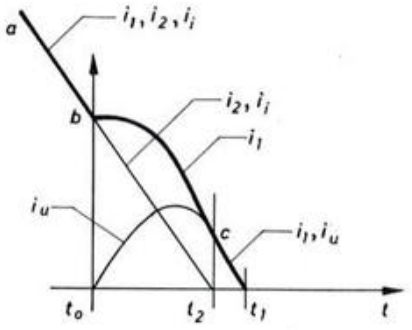
Sl. 773. prikazuje ispitni krug metode Weil-Dobke. U njemu kao izvor visokog napona služi nabijena kondenzatorska baterija C_u koja je priključena paralelno ispitivanom aparatu A_1. Krug jake struje napaja se iz generatora G



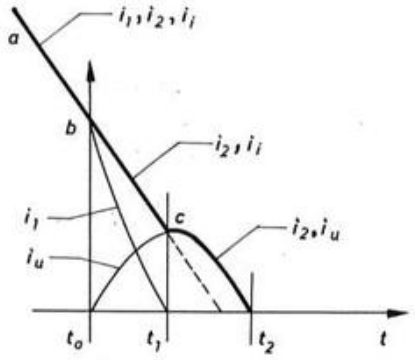
G-generator,
K-kratkospojnik,
T-transformator,
A_1-ispitivani prekidač,
A_2-pomoćni prekidač,
M-upravljački uređaj iskrišta S,
C_u-nabijena kondenzatorska baterija kao izvor visokog napona

Sl. 773. Ispitni krug po metodi Weil-Dobke

s transformatorom T. Simbol E_i označava amplitudu izmjenične elektromotorne sile transformatora, a E_u istosmjerni napon baterije kondenzatora. Povratni napon e_i (dobiven iz transformatora) djeluje među točkama 1 i 3, a povratni napon e_u (dobiven iz baterije kondenzatora) djeluje među točkama 2 i 3. Jakost struje podešava se s promjenom induktiviteta prigušnice L_1, a oblik povratnog napona s promjenom impedancije elemenata L_u, R_p, C_p. Da ne bi nastala stanka među momentima završetka struje i početka povratnog napona, uključuje se naponski krug neposredno prije gašenja luka. To se postiže probojem iskrišta S pomoću strujnoovisnog upravljačkog uređaja M. Trenutak proboja t_0 i frekvenciju injektirane struje i_u treba prilagoditi karakteristici luka ispitivanog prekidača kako bi se spriječila znatnija deformacija njegove struje $i_1 = i_i + i_u$. Zato se proboj mora izvršiti prije nego što započne strmi porast napona luka prema naponu gašenja. Vremenski tok pojedinih struja vidi se na sl. 774. Da bi uvjeti gašenja



Sl. 774. Struje u krugu Weil-Dobke



Sl. 775. Struje u krugu Kaplan-Našatir

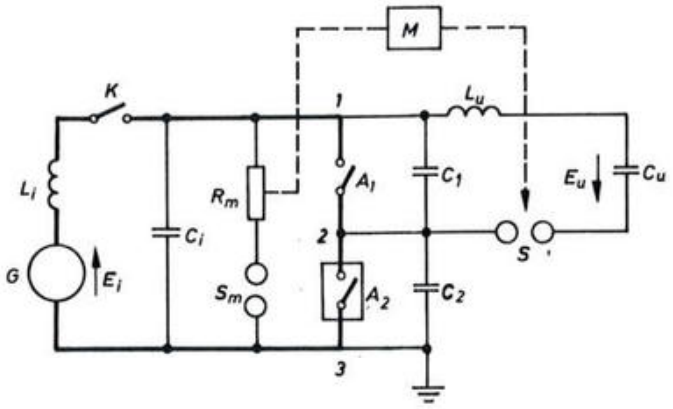
pri sintetskom i direktnom ispitivanju bili što sličniji, mora se struja u oba slučaja jednakom brzinom približavati nuli. Od trenutka t_2, kada se gasi luk u pomoćnom prekidaču A_2, prolazi ispitivanim aparatom samo injektirana struja. Zato treba njezinu amplitudu i frekvenciju uskladiti da bude

$$\left(\frac{\mathrm{d}i_u}{\mathrm{d}t}\right)_0 = \left(\frac{\mathrm{d}i_i}{\mathrm{d}t}\right)_0.$$

Ispitni krug Kaplan-Našatir razlikuje se od prethodnoga po tome što je njegov visokonaponski krug priključen paralelno pomoćnom prekidaču. Polaritet mu je odabran tako da A_1 postaje pomoćni prekidač, a A_2 ispitivani. Prema tome se u aparatu A_1 struja i_u naponskog izvora superponira struji generatora i_i sa suprotnim predznakom. Razdiobu struja u pojedinim granama ispitivanoga kruga predočuje sl. 775.

»Siemensovi« komponentni spojevi razlikuju se jedan od drugog po tome što je u spoju I izvor napona priključen paralelno ispitivanom prekidaču, a u spoju II paralelno pomoćnomu. Njihova se osnovna ideja može razabrati iz pojednostavljene sheme spoja II na sl. 776. Ovdje generatorski krug daje cjelokupnu struju i početni dio povratnog napona, a preostali se dio povratnog napona dobiva iz nabijene kondenzatorske baterije C_u. Probojem na iskrištu S pomoću djelovanja naponski ovisnog upravljačkog uređaja M uključuje se visokonaponski krug nakon gašenja luka. Trenutak proboja t_0 odabire se tako da neznatno prethodi trenutku pojave prve amplitude povratnog napona iz generatorskoga kruga. To se postiže prikladno podešenim mjernim iskrištem S_m koje

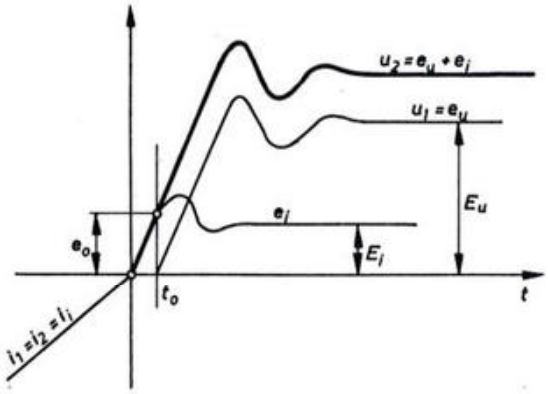
se pali pri određenom iznosu e_0 generatorskoga povratnog napona, a time stvoreni pad napona na mjernom otporniku R_m izaziva djelovanje upravljačkog uređaja M.



Sl. 776. Siemensov »komponentni spoj II«: G-generator, K-kratkospojnik, S_m-mjerno iskrište, A_1-pomoćni prekidač, A_2-ispitni prekidač, M-upravljački uređaj iskrišta S za uključivanje visokonaponskog kruga, C_u-nabijena kondenzatorska baterija kao izvor visokog napona

Do proboja iskrišta djeluje među točkama 1 i 3 povratni napon e_i iz kruga jake struje. On se na prekidače dijeli obrnuto razmjerno paralelnim kapacitetima

$$u_1 = e_1 \cdot \frac{C_2}{C_1 + C_2}, \quad u_2 = e_1 \cdot \frac{C_1}{C_1 + C_2}.$$



Sl. 777. Naponi i struje u krugu prema sl. 776.

Uz $C_1 \gg C_2$ postaje $u_1 = 0$, $u_2 = e_i$. To znači da povratni napon e_u iz visokonaponskog izvora, priključen među točkama 1 i 2, počinje u trenutku t_0 nabijati ispražnjeni kondenzator kapaciteta C_1, pa mu je stoga početna vrijednost $e_u(t_0) = 0$. Vremensku promjenu pojedinih napona i struja prikazuje sl. 777.

[1] J. Saint Germain: Les appareils électriques connecteurs et déconnecteurs, Gauthier-Villars, Paris 1949.

[2] Ragnar Holm: Electric Contacts Handbook, Springer-Verlag, Berlin 1958.

[3] Fritz Kesselring: Theoretische Grundlagen zur Berechnung der Schaltgeräte, Walter de Gruyter & Co, Berlin 1943, (Sammlung Göschen Bd. 711)

[4] Walter Burstyn: Elektrische Kontakte und Schaltvorgänge, Springer-Verlag, Berlin 1956.

[5] А. Я. Буйлов: Основы электроаппаратостроения, Госэнергоиздат, Moskva 1946.

[6] Hütte, Band IV a (Starkstromtechnik), 28. Auflage, Verlag W. Ernst & Sohn, Berlin 1957.

[7] E. Marx: Hochspannungs-Praktikum, Springer, Berlin 1941.

[8] W. Rieder, H. Schneider: Ein Beitrag zur Physik des Gleichstromlichtbogens, ELIN-Zeitschrift, Wien, Dezember 1953, str. 173.

[9] M. A. Babikov: Wichtige Bauteile elektrischer Apparate, Teil I, VEB Verlag Technik, Berlin 1954.

[10] A. Mauduit: Installations électriques à haute et basse tension, tome II, Dunod, Paris 1959.

[11] Werner Rieder: Die physikalischen Grundlagen des Schalterbaus, Technische Abendkurse, Baden 1958/59 – manuskript.

[12] Albert Keil: Werkstoffe für elektrische Kontakte, Springer-Verlag, Berlin 1960.

[13] R. Rüdenberg: Elektrische Schaltvorgänge und verwandte Störungserscheinungen in Starkstromanlagen, Verlag J. Springer, Berlin 1933.

[14] H. Schulze: Technik der Wechselstrom-Hochspannungsschalter, VEB Verlag Technik, Berlin 1961.

[15] A. Hochrainer: Der Abstandskurzschluss, ETZ-A, Heft 3/1959, Berlin.

[16] B. Belin: Prilog studiju prekidanja kratkog spoja na kritičnoj udaljenosti, Informacije »Rade Končar«, br. 36/1964, Zagreb

[17] Appareillage HT pour c.a. – Disjoncteurs tripolaries, règles spéciales C 64-112/1964, (Defaut en ligne), UTE Paris

[18] Règles de la C.E.I. pour les disjoncteurs à courant alternatif, publication 56–2, Bureau Central de la C.E.I., Genève 1955.

[19] Sectioneurs à courant alternatif et sentioneurs de terre, publication 129, Bureau Central de la C.E.I., Genève 1961.

[20] Hrvoje Požar: Struje kratkog spoja u trofaznim visokonaponskim mrežama, Sveučilište, Zagreb 1962.

[21] Arnold Roth: Hochspannungstechnik, Springer-Verlag, Wien 1959.

[22] Е. М. Цейров: Бездушные выключатели високого напряжения, Госэнергоиздат, Moskva 1957.

[23] W. Merl: Электрический контакт (Der elektrische Kontakt), Госэнергоиздат, Moskva 1962.

[24] N. M. Tchernychev: Schémas synthétiques pour essai du pouvoir de coupure des disjoncteurs, CIGRE (Paris) 1958, rapp. 116.

[25] U. Lagovitz, D. Bahrs: Neue Schaltprinzipien und ihre Perspektive, Elektrie, N° 9/1964, str. 274, Berlin

[26] A. Lang: Nouveau commutateur de prise en charge pour transformateurs de puissance, basé sur le principe du transducteur, CIGRE (Paris) 1958, rapp. 104.

[27] Th. Wasserrab: Der gegenwärtige Stand der Queeksilberdampf-Stromichter, Bulletin SEV, N° 7/1962, str. 304, Zürich

[28] St. Dzierzbicki: Wysokonapięciowe aparaty laszeniowe, WNT, Warszava 1962.

[29] M. Pouard: Appareillage électrique. Soc. Fr. des Electr.– Ecole Supérieure d'Electricité, Paris 1963/64.

[30] М. А. Бабиков: Электрические аппараты, част третья, ГЭИ, Moskva 1963.

[31] Б. М. Яворский, А. А. Детлаф: Справочник по физике, Издательство »Наука«, Moskva 1964.

[32] J. Millman, S. Seely: Electronic, Mc. Graw-Hill, New York — London 1951.

[33] I. Supek: Teorijska fizika i struktura materije, Nakladni zavod Hrvatske, Zagreb 1949.

[34] И. С. Таев: Расчет контактов и токоведущих частей электрических аппаратов, Московский Энергетический Институт, Moskva 1964.

[35] F. W. Sears: Mehanika, talasno kretanje i toplota (Mechanics, wave motion and heat), Naučna knjiga, Beograd 1962.

[36] А. М. Залесский: Электрическая дуга отключения, Госэнергоиздат, Moskva 1963.

[37] Г. А. Кукеков: Проектирование выключателей переменного тока высокого напряжения, Госэнергоиздат, Moskva 1961.

[38] A. M. Cassie: Arc rupture and circuit severity – a new theory, CIGRE (Paris) 1939, Rep. 102.

[39] O. Mayr: Beitrage zur Theorie des dynamischen Lichtbogens, Archiv für Electrotechnik, N° 37/1943, str. 588, Springer-Verlag, Berlin

[40] W. Rieder, J. Pratl: Das Löschen und Wiederzünden von Schaltlichtbogen, Scientia electrica, Vol. XI. Fasc. 2/1965, Birkhäuser Verlag, Basel/Stuttgart

[41] I. Slepian: Extinction of an a.–c. arc, Transactions of the American Institute of Electrical Engineers, N° 47/1928.

[42] F. Kesselring, F. Koppelmann: Das Schaltproblem der Hochspannungstechnik, Archiv für Elektrotechnik, Bd. 29, Heft 1/1935, str. 1. i Bd. 30, Heft 2/1936, str. 71, Springer-Verlag, Berlin

[43] R. Holm, B. Kirschstein, F. Koppelmann: Überblik über die Physik des Starkstromlichtbogens mit besonderer Berücksichtigung der Löschung in Hochleistungswechselstromschaltern, Wissenschaftliche Veröffentlichungen aus dem Siemens-Konzern, XIII Band, 2. Heft, Springer-Verlag, Berlin 1934, str. 63.

[44] D. C. Prince, F. W. Skeats: The Oil-Blast Circuit Breaker, Transactions AIEE 1931, str. 506.

[45] D. C. Prince, I. A. Henley, W. K. Rankin: The Cross-Air-Blast Circuit Breaker, Transactions AIEE 1940, str. 510.

[46] I. Miler: Parne i plinske turbine, Tehnička knjiga, Zagreb 1955.

[47] I. Labouret: Le phénomène de refoulement de l'arc électrique et la limite thermodynamique du pouvoir de coupure des interrupteurs pneumatuques, CIGRE (Paris) 1946, rapp. 128.

[48] Appareillage de distribution à basse tension; première partie: disjoncteurs, Publication 157-1/1964, Bureau Central de la CEI, Genève

[49] Appareillage de basse tension à usage industriel; première partie: contacteurs, Publication 158-1/1964, Bureau Central de la CEI, Genève

[50] K. H. Yoon, H. E. Spindle: A study of the dynamic response of arcs in various gases (AIEE Paper 58-1220), AIEE Transactions, Vol. 77/1958, Part III: Power Apparatus and Systems, str. 1634, American Inst. of El. Eng., New York 1959.

[51] I. N. Bronštejn – K. A. Semendjajev: Matematički priručnik za inženjere i studente, Tehnička knjiga, Zagreb 1964.

[52] H. G. Schütte: Einpoliges Schalten von Last- und Leerströmen in Hochspannungsverteilungsanlagen, ETZ – A Bd. 85 (1964) H. 16, str. 490.

[53] I. Šečić: Komutacija kondenzatorskih baterija i zahtjevi koji se postavljaju pred prekidače za kondenzatore, referat na VII stručnom savjetovanju Energoinvesta, Sarajevo 3–4. IX 1970.

[54] I. Naumovski: Sklopni prenaponi u električnim sistemima s raspodijeljenim parametrima, J.N.K. CIGRE, Ohrid/1972, ref. 13.03.

[55] Petitpierre R., Schneider J.: Phénomènes transitoires lors de manoeuvres de coupure et de fermeture sur des lignes de transmission à très haute tension et les exigences spéciales qui en resultent pour les disjoncteurs, CIGRE (Paris) 1964, ref. 113.

[56] Feero W. E., Ramey D. G.: Experience with the digital solution of transmission line transients, CIGRE (Paris) 1972, ref. 13-02.

[57] Stefanini B.: Prijenos električne energije, I dio, skripta, Zagreb 1960.

[58] H. Wegesin: Das Schalten von kapazitiven Strömen in Mittelspannunsnetzen, Carol-Emag Mitteilungen, 1961, H. 1/2.

KAZALO POJMOVA

aluminij 28
anodna mrlja 33, 34
aparati
— lučni 229
— plinotvorni 242
— s dugačkim lukom 230, 240
— s kratkim lukovima 230, 240
— s nezavisnom karakteristikom 204, 230, 251
— sa stlačenim plinom 256
— sa zavisnom karakteristikom 204, 230, 241, 251
— tekućinski 242, 245
aperiodična komponenta 152
autopneumatski sistem 256
autopneumatske sklopke 271
Ayrton 125

bakar 28, 31
Bauerova relacija 241
beskontaktno isklapanje 228
bezlučno sklapanje 225
Biot-Savartov zakon 77
bliski kratki spoj 180
Brinellova tvrdoća 19
brzina kontakta, optimalna 243
brzina porasta povratnog napona 163

Cassie 134, 135

difuzija 102, 232
dinamička teorija luka 134
dvoskeletna struktura 30

efekt ekspanzije 236, 246
efekt vodika 236, 246
ekspanzijski efekt 236, 246
ekvivalentna shema 160
električni kontakti 13
električni luk 99, 100
— Ayrtonina jednadžba 125
— Cassie-va teorija din. luka 134, 135
— dinamička karakteristika 95—98, 207
— energija luka 213
— Engel-Steenbeck-ova teorija 130
— gašenje pomoću magnetskog polja 277
— gašenje u uskim rasporima 278
— gradijent 213, 220
— granična karakteristika 127
— gustoća struje 117
— hlađenje površinsko 132, 139, 232
— hlađenje volumno 132, 135, 235, 246
— karakteristika stacionarnog luka 125
— katodna mrlja 33, 34, 124
— kriterij nestabilnosti 205
— labilna točka 206
— Mayrova teorija dinamičkog luka 134, 139, 237
— Nottinghamova formula 126
— plazma 107
— ponovo paljenje 125, 219
— pretpaljenje 125
— Slepianova teorija 232
— snaga 213
— specifična vodljivost 117
— specifični otpor 117
— stabilna točka 206
— statička karakteristika 95—98, 126
— trajanje 213
— vremenska konstanta (Cassie-va) 136
— vremenska konstanta (Mayr-ova) 140
elektrodinamička naprezanja 77
elektrodinamičke sile na rastavljaču 82
elektronska lavina 102
elektronsko korito 123
emisija
— autoelektronska 121
— fotoelektronska 124
— iz metalnih elektroda 118
— termoelektronska 120
energija prekidanja 159, 214
energija uklapanja 213
Engel-Steenbeckova teorija luka 130

faktor amplitude 163
faktor naprezanja 186
faktor sigurnosti 186
faktor sklopnih prenapona 200
Fermijeva energija (granica) 122, 123

gašenje luka istosmjerne struje 206, 209
glavni kontakti 26
gradijent luka 213, 220
grafit 31
granica prekidne moći 240
— termodinamička 264
granična karakteristika luka 211

hlađenje vodiča 44, 45

idealni prekidač 219
interakcija 222
intermitirani pogon, zagrijavanje 45
ionizacija
— termička 107
— u plinovima 100
iridij 28
isklapanje 34
— neopterećenih dalekovoda 166
— neopterećenih kabela 170
— neopterećenih transformatora 167
iskra 100
ispitivanja
— izolacije 62, 70—73
— prekidne moći 282
— prekidne moći, direktna 283
— prekidne moći, indirektna 283
— prekidne moći, sintetska 283, 286
izbijanje
— kondenzatora 145
— nesamostalno 100, 101
— samostalno 100, 104
— tamno (Townsendovo) 100, 102
— tinjavo 100
izolacijski razmak 73

jednadžba kontinuiteta 262
jednoskeletna struktura 30

kadmij 29
kadmijev oksid 31
kapacitivni krug 166
katodna mrlja 33, 34, 124
kemijski otporne legure 29
kemijski otporni metali 28
Kesselringova teorija pomaka (radijalnog strujanja) 257
kilometrički kvar 180
klizna staza 73
klizni preskok 58, 63
koeficijent prigušenja 161
koeficijent transmisije 194
Kohlerov efekt 33
komora (vidi lučna komora)
komprimirani zrak
— sušenje 270
— vlažnost 269
kompresorska instalacija 268
kontaktni materijali 21, 25, 27
kontaktni otpor 14, 20, 26, 41
kontaktni pritisak 19, 22, 86
koordinacija izolacije 69
kositrov oksid 31
kratki luk 33
kratki spoj
— naprezanje kontakata 49
— zagrijavanje 48
kratko spajanje iduktivnog kruga 152
kratko spajanje kruga s međuinduktivitetom 150
kratko spajanje prigušnice 147
kratkotrajna struja 37, 51

kriterij nestabilnosti luka 205
kritična struja 187, 236, 242
kritična udaljenost 180, 187
krugovi s međuinduktivitetom 148
krupni prijenos 34
kvazimetalni kontakti 14, 20

labilna točka gorenja luka 206
legure 29
lučna komora
— bez posebnog medija 277
— brzina strujanja plina 258
— deion uljna 252
— ekspanzijska (hidromatska) 255
— ekspanzijska (malouljna) 254
— elastična 246
— keramička s uskim valovitim rasporom 279
— kruta 249
— pod stalnim tlakom (pneum. prek.) 265
— pod trenutnim tlakom (pneum. prek.) 266
— s diferencijalnim klipom 251
— s magnetskim potiskivanjem luka 252
— s primarnim lukom 251
lučni kontakti 26
luk (vidi el. luk)

makroslojni proboj 16
malouljni prekidači 249
Mayr 134, 139, 237
međuinduktivitet 148
mjed 21
molibden 28, 30, 31, 32
mosni prijenos 32
motorske sklopke 10

nabijanje kondenzatora 144
nadtemperatura 20
nagaranje kontakata 26, 27
napon ionizacije 106
naprezanje kontakata 49
nezavisna karakteristika 204
nikalj 29, 31
niskonaponski aparati 11
Nottingham 126
odbojne sile među kontaktima 85
odskakivanje kontakata 23, 214
odvodnici prenapona 10
ograničenje uklopnih prenapona 200
okidači 10
opozicija faza 188
osigurači 10
osrednji metali 29

paladij 28
paralelni spoj kondenzatora i prigušnice 147
Paschenov zakon 64
Peltierov efekt 33
pilasti napon 182
platina 27, 28
plazma 107
pneumatski prekidači 256
početna reaktancija 154

podnosivi sklopni napon 200
pokretači 10
pokretljivost elektrona 116
pokretljivost iona 113
poluvodička sklopka 227
postrojenje, oklopno, sa SF_6 276
potencijalni bedem 120, 122
potencijalni prag (elektrona) 119
povratni napon 163, 182, 190, 192
prekidači 10, 26
— dvotlačni sa SF_6 275
— hidromatski 255
— impulsni 251
— jednotlačni sa SF_6 275
— malouljni 249, 253
— otporski 225
— pneumatski 256
— rastavni 10
— s kratkim lukovima (deion) 280
— s magnetskim gašenjem u uskim rasporima 277
— sa sumpornim heksafluoridom 256, 272
— sinhroni 226
— ultrabrzi 217
— uljni 246
— vakuumski 281

prekidanje
— dvostruko 91
— evulutivnih kvarova 204
— istosmjerne struje 205, 216
— izmjenične struje 216, 218
— malih induktivnih struja 167
— malih struja 168
— pomoću transduktora 228
— struje 91, 156, 160, 166—180, 205, 216, 218, 228, 253
— višestruko 253
prekidna moć 165
prekidna snaga 165
prekidna struja 165
prenaponi pri uklapanju dalekovoda 192
preskok 58, 59
pribor 10
prigušivanje termodinamičko 261
prijelazna pojava 93
prijelazni otpor 13
prijelazni povratni napon 163
prijenos materijala 32
prijenos zbog kratkog luka 33
primarna struja 150
Princeova teorija pomaka (poprečnog mlaza) 236
princip minimuma 131
princip održanja energije 78
prirodni povratni napon 223
proboj
— električni 58
— izolacije 58
— termički 58
probojna čvrstoća 58, 61, 220
probojni napon 60, 61, 65, 164, 186, 220
probojni razmak 213
prolazna reaktancija 154
provlačni otpor 14, 16
pulzacija 161
putni valovi 182, 193

radijalne sile kružnog zavoja 80
rastavljači 9, 82
rastavne sklopke 9
rastavni prekidači 10
razlike između prekidanja istosmjerne i izmjenične struje 216
regulatori 10
refleksija putnog vala 182, 195
rekombinacija nabijenih čestica 102, 232
rekuperacija 26
releji 10
renij 28
rezidualna struja 220
rezidualni otpor 222
rezidualni stupac, fizikalne pojave 232
rodij 28

sabirnički kratki spoj 159
sekundarna struja 150
simetrična komponenta izmjenične struje 152, 154, 165
sinhrona reaktancija 154
sinterovane kombinacije 30
sitni prijenos 32, 34
sklapanje dvaju sistema van sinhronizma 188
sklopke 9
— autopneumatske 271
— rastavne 9
— s poluvodičima 227
sklopni blokovi 10
sklopnici 10
sklopno postrojenje sa SF_6 276
Slepian 220, 232
slojni otpor 14, 20
snaga luka 213
srebro 27, 28, 31
stabilna točka gorenja luka 206
starenje kontakata 22
strmina povratnog napona 163, 186
struja kratkog spoja 152, 155, 156, 186, 191
strujanje
— plina, adijabatsko 258
— aksijalno 249, 256
— Kesselringova teorija 257
— kombinirano 250
— medija 235
— radijalno 256
— transverzalno 249, 256
stupanj ionizacije 107, 165
stupanj izolacije 62, 70
sudar čestica 110
sumporni heksafluorid
— izolator 274
— za gašenje luka 272

temperature, dopuštene 37, 38
teorija utrke 220
termička naprezanja 37
termički proboj 222
termoelektronska emisija 120

teško taljivi metali 28
Thomsonov efekt 32
trajanje luka 213
tunelski efekt 14, 20, 121
tvrdoća 18

učestalost sudara čestica 112
udarna struja kratkog spoja 49, 153
udarni napon 61
udarni naponski generator 62
udarni presjek čestica plina 111
uklapanje 34
— induktivnog kruga 150
— istosmjerne struje 144
— kondenzatorskih baterija 178
— kruga s međuinduktivitetom 149
— na kratki spoj 152
— prigušnice 147
— tropolno, dalekovoda 203
uklopna moć 153
uklopna struja 153
ultrabrzi prekidači 217
uljni prekidači 246
utrošak energije u uljnom prekidaču 216
uzajamno djelovanje između mreže i prekidača 222
uzastopno jednopolno isklapanje 174

vakuumski prekidači 281
valna impedancija 184, 188, 193, 199, 202
valni otpor 184, 188, 193, 199, 202
virtualni pomak 78, 80
visokonaponski aparati 11
visokovodljive legure 29
visokovodljivi metali 28
vodikov efekt 236, 246
volfram 28, 30, 31

zagrijavanje
— aparata 37
— dopuštene granice 37, 38
— kontakta 38, 42
— vodiča 43, 45
zahvat elektrona 272
zakon energije 262
zakon impulsa 262
zavarivanje kontakata 26
zavisna karakteristika 204

željezna stijena 81

INDEKS OZNAKA

a — akceleracija
a — dimenzija
— duljina, razmak (elektroda)
— hod kontakta
— polumjer
— polumjer katodne i anodne mrlje
a — koeficijent, odnos
A — rad, energija, radnja
A_F — Fermijeva energija (za metale)
A_i — energija ionizacije
A — energetski nivo
A — vrijednost trajne struje

b — dimenzija
— polumjer, razmak
— širina vodiča
b — pokretljivost
b_i — pokretljivost iona
b — koeficijent
B — magnetska indukcija
B_n — nutarnja magnetska indukcija
B_v — vanjska magnetska indukcija
B — vrijednost prolazne (tranzijentne) struje

c — specifična toplina
c_m — specifična toplina vodića po jedinici mase
c_p — specifična toplina plina pri konstantnom pritisku
c_v — specifična toplina plina pri konstantnom volumenu
c_v — specifična toplina vodiča po jedinici volumena
c — koeficijent
c_0 — Bauerov koeficijent (za normalno, hladno stanje)
c_T — Bauerov koeficijent za vruće stanje
C — kapacitet
C_1 — jedinični kapacitet
C_g — kapacitet generatorskog kruga (strane napajanja)
C_R — kapacitet u fazi R
C_S — kapacitet u fazi S
C_T — kapacitet u fazi T
C_v — kapacitet voda
C — vrijednost početne (subtranzijentne) struje
C — konstanta

d — dimenzija
— promjer (luka)
— razmak
D — promjer
D — dielektrički pomak
D — vrijednost aperiodičke komponente struje
D — faktor naprezanja

e — prirodni broj (2,7182818...)
e — elektromotorna sila
— momentana vrijednost napona
E — elektromotorna sila
— napon izvora
E_m — amplituda generatorskog napona
E — električno polje
— jakost električnog polja
E_0 — gradijent luka pri atmosferskom pritisku
E_A — gradijent potencijala u luku
E — probojna čvrstoća
E_p — probojna čvrstoća

f — frekvencija
f_0 — frekvencija prelaznog povratnog napona
f_v — frekvencija pilastog napona
f — sila
f_k — parcijalni kontaktni pritisak
f_r — radijalna sila
f_s — sila na jedinicu duljine
F — sila
— vlačna sila pera
F_k — kontaktni pritisak

G — modul klizanja
G — masa
G_u — količina prenijetog kontaktnog materijala

h — dimenzija
— visina
— visina tekućine iznad kontakata u prekidaču
— debljina vodiča
h — Planckova konstanta ($6{,}6 \cdot 10^{-27}$ erg · s)
H — tvrdoća materijala

i — struja
i_1 — stacionarna struja
— momentana vrijednost struje prije uklapanja
i_1, i_2 — vrijednosti struje za pojedina opterećenja
i_2 — stacionarna komponenta struje
I_I, i_{II} — struje u krugovima I i II
i_{Ip}, i_{IIp} — prolazne komponente struje u krugovima I i II
i_{I2}, i_{II2} — stacionarna komponenta struje u krugovima I i II
i_a — aperiodska komponenta struje
i_A — stacionarna komponenta simetrične struje kratkog spoja
i_B — prolazna komponenta simetrične struje kratkog spoja
i_C — početna (subtranzijenta) komponenta
i_C — struja kroz kapacitet (kondenzator)
i_g — istosmjerna struja
i_g — vrijednost struje u momentu prekidanja
i_g — struja gašenja luka
i_{gr} — granična struja gašenja luka
i_k — momentana vrijednost struje kratkog spoja
i_L — struja kroz induktivni otpor
i_p — prolazna komponenta struje
i_r — struja kroz otpor r
i_{rez} — rezidualna struja
i_R — momentana vrijednost struje u fazi R
i_s — simetrična komponenta struje
i_S — momentana vrijednost struje u fazi S
i_T — momentana vrijednost struje u fazi T

I — struja
I_1 — momentana vrijednost struje prije uklapanja
I_a — aperiodska komponenta struje
I_e — struja evolutivnog kvara
I_k — struja kratkog spoja
I_k' — stacionarna komponenta struje kratkog spoja
I_k'' — aperiodska komponenta struje kratkog spoja
I_{kr} — kritična struja
I_n — nazivna prekidna moć
I_s — prekidna struja
I_{sm} — amplituda prekidne struje
I_u — udarna struja

j — gustoća struje
j_0 — gustoća struje zasićenja
j — faktor reaktancije

k — koeficijent, konstanta
k — Boltzmannova konstanta
k — koeficijent opterećenja strujom kratkog spoja
k_d — koeficijent opterećenja strujom kratkog spoja zbog dinamičkih sila
k_u — koeficijent opterećenja strujom kratkog spoja zbog zagrijavanja

k — faktor prenapona
k_s — faktor sklopnog prenapona
k_{sd} — dozvoljeni faktor sklopnog prenapona
K — konstanta
K — faktor amplitude

l — duljina
l — duljina kontaktnog preklopa
l — duljina luka
l_g — duljina gašenja luka
l — duljina voda, vodiča
l_{kr} — kritična udaljenost (na vodu)
L — induktivitet
L_1 — jedinični induktivitet
L_g — induktivitet generatorskog kruga
L_v — induktivitet voda
L — Loschmidtov broj (broj molekula u kg-molu plina)

m — masa
m — masa po jedinici duljine vodiča
m — masa čestica
m — masa atoma
m — masa elektrona
m_e — masa elektrona
m — masa plina
m_p — masa po jedinici duljine
m — eksponent
M — međusobni induktivitet

n — broj molekula
n_0 — katodna nesamostalna emisija elektrona
n_e — broj elektrona
n_i — broj iona
n — broj prekidnih mjesta po fazi
n — koeficijent, eksponent
N — prostorna gustoća čestica
N_e — gustoća elektrona
N_i — gustoća iona
N — grostorna gustoća atoma
N — prostorna gustoća molekula
N — prostorna gustoća naboja

p — napon, pad napona
— napon na kontaktima
p_A — napon na kontaktima aparata
p_C — napon na kondenzatoru
P_{CO} — napon na kondenzatoru u trenutku $t = 0$
p_g — napon gašenja luka
p_{gr} — granični napon gašenja luka
p_L — inducirani napon na induktivitetu
p_{Lp} — prolazna komponenta napona na induktivitetu
p_p — napon paljenja luka
p_R — pad napona na omskom otporu
p_{Rp} — prolazna komponenta napona na omskom otporu
p — tlak plina
p_0 — atmosferski tlak

p_0 — početna vrijednost tlaka plina
p_1 — granični tlak u sapnici
p — opseg (presjeka vodiča)
P — snaga
P_1 — prekidna moć po fazi
P_A — snaga luka, snaga dovedena luka
P_H — snaga hlađenja (luka)
P_n — nazivna prekidna moć
P_p — Jouleovi gubici na kontkatu
P_s — prekidna snaga
P_{to} — snaga koju rezidualni stupac predaje okolini
P_v — Jouleovi gubici u vodiču
P — tlak, pritisak (ukupni), sila

q — količina topline
q — naboj
q_0 — elementarni naboj (jednog elektrona)
q_c — električni naboj kondenzatora
q_n — količina naboja
Q — energija, sadržaj topline
Q — toplina dovedena po jedinici mase plina
Q_k — Jouleova toplina
Q — količina naboja
Q_e — naboj elektrona
Q_i — naboj iona

r — dimenzija
— polumjer žice
— polumjer unutarnje elektrode
— udaljenost
r — poredni otpor (paralelan prekidnom mjestu i sl.)
R — polumjer
— polumjer vanjske elektrode
— polumjer zavoja
R — otpor
— omski otpor
R_0 — početna vrijednost otpora
R_A — otpor aparata, otpor luka
R_{Ag} — kritični otpor luka
R_C — omski otpor u krugu s kapacitetom
R_g — otpor generatorskog kruga
R_k — kontaktni otpor
R_L — omski otpor u krugu s induktivitetom
R_p — provlačni otpor
R_{rez} — otpor rezidualnog stupca
R_s — slojni otpor
R_v — omski otpor u vodu
R — univerzalna plinska konstanta
R_s — specifična plinska konstanta

s — debljina (dimenzija)
s_0 — početna debljina sloja
s — put, pomak
s — strmina porasta prekidnog napona
S — površina, presjek
— presjek vodiča
— presjek stupca luka
S_A — strmina početnog dijela povratnog napona

t — vrijeme
t_0 — trajanje hlađenja
t_A — trajanje luka
t_c — trajanje ciklusa
t_m — vrijeme prve amplitude povratnog napona
t_r — trajanje rada (ugrijavanje)
T — period, trajanje vala izmjenične struje ili napona
T_A — prva poluperioda pilastog napona
T_V — period pilastog napona
T_t — trajanje čela udarnog vala
T_h — trajanje hrpta udarnog vala
T — apsolutna temperatura
T_0 — temperatura okoline
T_A — temperatura luka
T_g — temperatura gašenja luka
T — vremenska konstanta

u — napon (trenutna vrijednost)
u_1 — stacionarni napon
u_1 — trenutna vrijednost napona prije uklapanja
u_1 — početna stacionarna vrijednost napona
u_2 — konačna stacionarna vrijednost napona
u_1, u_2 — naponi putnog vala
u_{Ip} — prolazna komponenta napona u krugu I
u_a — anodni pad napona
u_A — napon na otvorenim kontaktima aparata
— napon luka
— povratni napon
u_c — napon na kondenzatoru
u_d — napon direktnog vala
u_d — probojni napon
u_f — trenutna vrijednost faznog napona
u_g — napon na stezaljki aparata na strani generatora
u_k — napon na kontaktu
u_k — katodni pad napona
u_p — probojni napon
u_p — povratni napon
u_r — napon reflektiranog vala
u_s — pad napona u stupcu luka
u_v — napon na stezaljki aparata na strani voda
U — napon
U_1 — vrijednost napona prije uklapanja
U_A — prva amplituda povratnog napona
U_{Ao} — početni napon gorenja luka
U_c — napon na kapacitetu
U_d — donji nazivni napon
U_d — probojni napon
U_e — elektronvoltni ekvivalent temperature
U_f — fazni napon
U_g — napon gašenja

U_g — gornji nazivni napon
U_i — napon ionizacije
U_{io} — podnosivi izmjenični napon
U_M — pad napona na vodljivom mostu luka
U_m — prva amplituda povratnog napona
U_m — tjemena vrijednost napona
U_n — nazivni napon aparata
U_p — povratni napon
U_p — probojni napon
U_p — napon paljenja luka
U_p — pad napona
U_{pf} — napon na polu koji prvi prekida
U_{pi} — napon pramenastog izbijanja
U_{pu} — probojni (preskočni) udarni napon
U_{so} — podnosivi sklopni udarni napon
U_t — napon kod kojeg počinje taljenje metala na kontaktu
U_{ou} — podnosivi atmosferski udarni napon

v — brzina
— brzina pomičnog kontakta
— brzina kretanja luka
— brzina putnoga vala
— brzina elektrona
v_1 — brzina elektrona potrebna za ionizaciju
v — specifični volumen plina po jedinici mase
V — volumen
V_0 — volumen plina i pare reduciran na normalno stanje
V_z — volumen zračnog jastuka

w — brzina strujanja medija
w_{kr} — kritična brzina strujanja
w_r — radijalna komponenta brzine strujanja
w — srednja (kvadratna) brzina čestica
W — energija
W_A — energija luka
W_A — energija luka koja se troši na isparavanje ili na rastvaranje materije
W_A — energija prekidanja
W_{Ap} — energija luka u poluvalu struje
W_c — energija akumulirana u kapacitetu
W_c — elektrostatska energija
W_e — energija elastične deformacije
W_g — energija gubitaka
W_g — energija koju generator šalje u luk
W_{gp} — energija koju generator šalje u luk u poluvalu struje
W_L — magnetska energija mreže
W_m — magnetska energija
W_m — kinetička energija
W_{max} — maksimum krivulje energije luka
W_R — energija utrošena u omskom otporu
W_s — radnja pera
W_u — ukupna energija
W_z — energija koja se troši u impedanciji Z

x — duljina, razmak

X — reaktancija
— ukupna reaktancija
X_1 — reaktancija voda po jedinici duljine
X_A — ekvivalent reaktancije protudjelovanja armature
X_B — reaktancija uzbudnog namota
X_C — reaktancija prigušnog namota
X_d — sinhrona reaktancija
X'_d — prolazna reaktancija
X''_d — početna reaktancija
X_g — reaktancija izvora
X_s — reaktancija statorskog namota
X_v — induktancija voda
X — stupanj ionizacije

y — duljina

z — duljina
z — impedancija
z — učestalost sudara čestica
Z — impedancija
Z_C — impedancija s kapacitetom
Z_g — impedancija izvora
Z_L — impedancija s induktivitetom
Z — impedancija voda
Z — valni otpor
Z_g — valni otpor na strani izvora (generatora)
Z_v — valni otpor na strani voda

α — koeficijent prijelaza topline
α — kut
α — konstanta
α — temperaturni koeficijent otpora

β — brzina porasta otpora

Γ — gustoća struje

δ — širina raspora u lučnoj komori

ε — dielektričnost medija (izolatora, plazme)
ε_r — relativna dielektričnost medija

η — iskoristivost (ispitnog kruga)

ϑ — temperatura
— temperatura u početnom momentu
$\Delta\vartheta$ — nadtemperatura, zagrijavanje
ϑ_0 — temperatura okoline
$\Delta\vartheta_i$ — zagrijavanje intermitiranog pogona
ϑ_k — zagrijavanje zbog gubitka u kontaktnom otporu
ϑ_m — maksimalna temperatura kontakta
ϑ_v — zagrijavanje zbog gubitaka u otporu vodiča
ϑ_x — stacionarna temperatura na mjestu x

ϑ — vremenska konstanta
ϑ_c — Cassieva vremenska konstanta
ϑ_M — Mayrova vremenska konstanta

$\varkappa$ — koeficijent
— preopteretivost (u intermitiranom pogonu)
— specifična vodljivost lučne plazme
— koeficijent adijabate
— koeficijent prigušenja

λ — duljina slobodnog puta (čestice)
λ_e — slobodni put elektrona
λ_i — slobodni put iona
λ_M — slobodni put molekula

μ — permeabilnost
μ_0 — permeabilitet vakuuma
μ — molekularna težina plina

ν — valna frekvencija (svjetlosti i sl.)

π — 3,14159

ϱ — specifični otpor
ϱ_Λ — specifični otpor luka
ϱ_0 — specifični otpor hladnog materijala

ϱ — gustoća plina
ϱ_p — apsolutna vlažnost zraka
ϱ_s — maksimalna apsolutna vlažnost zraka
ϱ_v — Faktor refleksije putnog vala

ϱ — udaljenost

σ — specifični slojni otpor
τ — trajanje
τ_i — srednje trajanje slobodnog leta iona i elektrona
τ — vremenska konstanta
τ_v — faktor transmisije putnog vala

φ — kut
— fazni pomak (isklopne struje i povratnog napona)
φ — izlazni rad elektrona — normalni
φ_s — izlazni rad elektrona — smanjeni
φ — relativna vlažnost zraka

ϕ — magnetski tok

ψ — kut časa uklapanja
ψ — magnetski tok ulančeni

ω — kružna frekvencija

ω_0 — vlastita kružna frekvencija prijelaznog povratnog napona
ω_g — vlastita kružna frekvencija generatorskog kruga

Izdavačko poduzeće
»ŠKOLSKA KNJIGA«
Zagreb, Masarykova 28

Za izdavača
JOSIP MALIĆ

Grafički urednik
ANTE SCHRAMADEI

Korektor
MLADEN VAČEVSKI

Tiskanje završeno u siječnju 1978.